



# Etude des neutrinos de ultra haute énergie à l'observatoire Pierre Auger

Kévin Payet

## ► To cite this version:

Kévin Payet. Etude des neutrinos de ultra haute énergie à l'observatoire Pierre Auger. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00451532v2

**HAL Id: tel-00451532**

**<https://theses.hal.science/tel-00451532v2>**

Submitted on 3 Feb 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier - Grenoble I  
École Doctorale de Physique

THÈSE DE DOCTORAT  
spécialité  
ASTROPARTICULES  
préparée au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

présentée par  
Kévin PAYET

pour obtenir le titre de  
DOCTEUR EN PHYSIQUE SUBATOMIQUE ET ASTROPARTICULES

---

Etude des neutrinos de Ultra-Haute Energie à  
l'observatoire Pierre Auger

---

Soutenance prévue le 07 Octobre 2009

MEMBRES DU JURY :

Michael KLASSEN	Président du jury
François MONTANET	Directeur de thèse
Pierre SALATI	Rapporteur
Tiina SUOMIJARVI	Rapporteur
Thierry STOLARCZYK	Examineur









# Remerciements

Ce n'est pas sans satisfaction que j'entame l'écriture de ces remerciements, puisqu'ils constituent le point final de cette rédaction entamée il y a maintenant  $\sim$  un an.

Astuce adressée aux doctorants : On ne commence en effet pas par la rédaction des remerciements. Cela permet entre autre chose d'éviter de se mettre des gens à dos avant la soutenance, ce qui peut s'avérer problématique, notamment une fois les questions venues. Après, vous pouvez vous lacher (sauf si vous voulez un poste au CNRS).

Mais que le lecteur soit rassuré, je n'ai gardé aucune rancœur particulière à l'issue de ces 3 années de thèse qui m'ont appris énormément de choses, sur l'organisation au travail, la recherche en général, ainsi que sur moi-même. Je ne me lancerai donc pas dans une diatribe injurieuse à l'encontre de telle ou telle personne.

Les remerciements étant la seule partie d'une thèse que les personnes sensées se risquent à lire (et on les comprend...), il est de coutume de s'appliquer lors de leur rédaction, afin de laisser la meilleure impression possible au lecteur. Il est toutefois difficile de trouver le juste milieu entre les remerciements « marrants », remplis de traits d'esprit et autres calembours, ne faisant souvent rire que leur auteur, et les remerciements « poignants », dignes d'une remise des oscars, qui ne font rire personne et sont tout de même drolement chiants. Personnellement, je me contenterai, faute d'inspiration, de citer les différentes personnes que je souhaite remercier.

Après ce petit préambule, il est temps de rentrer dans le vif du sujet.

Je remercie donc :

- La ville de Grenoble, qui m'a accueilli durant ces trois années de thèse. Merci d'offrir des loyers encore décents, des pintes à moins de 9 euros et la possibilité d'aller au travail à pied (homme aigri par la vie parisienne).

- Le LPSC, qui est le laboratoire au sein duquel j'ai effectué cette thèse. Le LPSC c'est : Serge et Johann, les deux directeurs que j'ai connu durant ma courte carrière de thésard; France; tout le service administratif, Françoise, Annick, Chantal; le service informatique, en particulier Christine; les dames de la bibliothèque, Claudine et maintenant Emmanuelle; Brigitte, la madame de l'accueil; toutes les autres personnes; et son gardien de nuit tellement aimable.

- Les membres de mon jury, Michael, Pierre, Thierry et Tiina.

- La collaboration Auger en général, notamment pour avoir su choisir le site parfait. Merci Don Gauderio, Quincho de Maria, Bife de Chorizo...

- Le groupe DRAC, Anne, Corinne, Didier, Dy-Holm, Joël, dans lequel j'ai travaillé pendant ma thèse.

- François, pour m'avoir proposé cette thèse qui m'a permis de découvrir un domaine extrêmement intéressant, et m'avoir laissé ma liberté quant au travail que je souhaitais accomplir.

- Olivier, Oscar et Véronique avec qui j'ai eu le plaisir de travailler durant ma thèse.

- Le BIDUL, c'est à dire les thésards et postdocs du LPSC, les anciens, qui ont fini en même temps que moi, et ceux arrivés en cours de route. Je pardonne aux doctorant de deuxième année qui se moquaient de nous durant les périodes de rédaction. Vous allez bientôt comprendre ce que c'est...

- Ceux qui ont su m'aider à résoudre les (quelques) problèmes rencontrés dans ce travail :

Julien Labbé, dont la porte est toujours ouverte, Yoann, grand maître du bug (pourquoi quand j'affiche ma valeur avec cout «valeur» endl;, ça marche, et quand je l'enlève j'obtiens un nan ??)...

- Les gens qui n'ont pas grand chose à voir avec cette thèse, mais que j'aime bien, alors je les mets quand même, parce que je fais ce que je veux : Jumana, Pauline, Pierre et Rémi.

- Tous ceux qui sont venus à ma soutenance et qui m'ont applaudi à la fin... ça fait plaisir

- Le conseil général de la Réunion pour m'avoir payé un aller-retour par an durant mes études.

- Mes parents et ma soeur Leslie pour leur soutien et pour m'avoir permis d'avoir le meilleur pot de thèse de l'histoire du LPSC (d'après un sondage IFOP).

- Manon, pour avoir relu ma thèse, et surtout pour avoir été présente durant la majeure partie de celle-ci.

Bonne chance à la personne courageuse qui s'aventurera au-delà de ces quelques lignes.

Gout' a nou

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Présentation de la physique et de l'expérience</b>	<b>3</b>
<b>1 Le rayonnement cosmique</b>	<b>5</b>
1.1 Les origines du rayonnement cosmique . . . . .	11
1.1.1 Scénarios Bottom-Up . . . . .	11
Mécanismes de Fermi . . . . .	12
1.1.2 Scénarios Top-Down . . . . .	16
1.2 Propagation de la source à la terre . . . . .	17
1.2.1 Interactions des RCUHE avec les fonds cosmiques . . . . .	18
Cas des nucléons d'ultra haute énergie . . . . .	19
Interaction des noyaux . . . . .	20
1.2.2 Déflexion des particules chargées et champs magnétiques . . . . .	23
1.3 Détection du rayonnement cosmique . . . . .	25
Basses énergies: Détection directe . . . . .	25
Détection indirecte . . . . .	26
Coupure GZK? - Hires vs AGASA . . . . .	28
<b>2 Physique des grandes gerbes atmosphériques</b>	<b>31</b>
2.1 Première interaction . . . . .	31
2.2 Développement de la gerbe . . . . .	33
2.3 Interactions et pertes d'énergie . . . . .	35
Pertes d'énergie par ionisation . . . . .	35
2.3.1 Interactions des muons . . . . .	36
Processus radiatifs . . . . .	36
Diffusion Coulombienne multiple . . . . .	37
Déflexion dans le champ géomagnétique . . . . .	37
Désintégration . . . . .	37
2.3.2 Photons et électrons: Gerbe électromagnétique . . . . .	37
Interactions des photons . . . . .	38
Interactions des électrons et positrons . . . . .	40
Effet LPM . . . . .	42
2.3.3 Interactions hadroniques à basse énergie . . . . .	42

2.4	Evolution de la gerbe . . . . .	42
	Profil longitudinal . . . . .	43
	Distribution latérale . . . . .	47
2.4.1	Simulations numériques . . . . .	49
	Réduction du temps de calcul - Thinning . . . . .	50
2.5	Influence de l'atmosphère . . . . .	52
2.5.1	Modélisation de l'atmosphère . . . . .	52
<b>3</b>	<b>L'Observatoire Pierre Auger</b>	<b>55</b>
3.1	Localisation de l'observatoire . . . . .	55
3.2	Le détecteur de fluorescence . . . . .	56
	Calibration des télescopes . . . . .	57
	Influence de l'atmosphère . . . . .	58
3.3	Le détecteur de surface . . . . .	59
3.3.1	Détecteurs Cherenkov individuels . . . . .	60
	Calibration des détecteurs . . . . .	61
3.3.2	Déclenchement du SD . . . . .	62
	Efficacité de déclenchement . . . . .	63
3.4	Détecteur hybride . . . . .	64
	Atouts d'un détecteur hybride . . . . .	65
3.4.1	Calibration en énergie du SD . . . . .	66
3.5	Résultats expérimentaux . . . . .	73
3.5.1	Spectre en énergie . . . . .	73
3.5.2	Anisotropie du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies . . . . .	74
3.5.3	Limite sur le flux de photons de ultra haute énergie . . . . .	76
3.5.4	Neutrinos de ultra haute énergie . . . . .	77
<b>II</b>	<b>Les neutrinos de ultra haute énergie</b>	<b>79</b>
<b>4</b>	<b>Généralités</b>	<b>81</b>
4.1	Le neutrino . . . . .	81
4.1.1	Oscillations des neutrinos . . . . .	82
4.2	Expériences . . . . .	85
4.2.1	L'expérience ANTARES . . . . .	85
4.2.2	IceCube . . . . .	86
4.3	Sources astrophysiques de neutrinos . . . . .	87
4.3.1	Sources individuelles de neutrinos . . . . .	88
	Sources galactiques . . . . .	88
	Sources extragalactiques . . . . .	90
4.3.2	Flux diffus de neutrinos . . . . .	91
4.3.3	Implications des résultats de l'observatoire Pierre Auger pour les flux de neutrinos . . . . .	92
4.3.4	Effet GZK - Flux diffus de neutrinos cosmogéniques . . . . .	94

4.4	Détection des neutrinos de ultra haute énergie à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Neutrinos à incidence rasante</b>	<b>107</b>
5.1	Description de la propagation dans la terre : Approche Monte Carlo . . . . .	108
5.1.1	Interactions faibles . . . . .	109
	Fonctions de distribution de partons . . . . .	110
5.1.2	Pertes d'énergie du $\tau$ . . . . .	113
	Bremsstrahlung . . . . .	114
	Production de paires . . . . .	114
	Effet photonucléaire . . . . .	115
5.1.3	Implémentation et effets des pertes d'énergie du tau . . . . .	116
	Perte d'énergie continue . . . . .	116
	Effets des pertes d'énergie . . . . .	116
	Comparaison des traitements stochastique et continu . . . . .	117
5.1.4	Description Monte Carlo de la propagation dans la terre - Résultats . . . .	123
	Effet de la régénération . . . . .	129
5.2	Sélection des $\tau$ à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger . . .	133
5.3	Limite sur le flux de neutrinos taus de ultra haute énergie . . . . .	138
	Contraintes sur les modèles Top-Down . . . . .	140
5.3.1	Erreurs systématiques . . . . .	142
<b>6</b>	<b>Neutrinos descendants</b>	<b>145</b>
6.1	Recherche de neutrinos descendants . . . . .	145
	Sélection de stations . . . . .	147
	Critère de sélection . . . . .	150
	Efficacité de sélection . . . . .	155
	Résultat de la sélection . . . . .	158
6.2	Limite sur le flux diffus de neutrinos . . . . .	159
6.2.1	Sélection officielle . . . . .	159
	Sélection des gerbes inclinées . . . . .	159
	Sélection des gerbes jeunes . . . . .	160
6.3	Section efficace neutrino à ultra haute énergie - Contraintes sur les extensions du modèle standard . . . . .	164
6.3.1	Procédure de réjection . . . . .	166
6.3.2	Contraintes sur la section efficace neutrino . . . . .	168
	<b>Conclusion</b>	<b>173</b>
	<b>Références</b>	<b>175</b>
<b>A</b>	<b>Effet photonucléaire</b>	<b>181</b>



# Introduction

Depuis des décennies, les membres de la communauté de physique des particules tentent de repousser les limites des technologies des grands collisionneurs, dans le but d'atteindre les énergies les plus élevées possibles. Et, bien que celles-ci soient déjà impressionnantes, elles sont encore bien inférieures aux énergies maximales qui peuvent être atteintes dans la Nature, et plus particulièrement au sein du rayonnement cosmique. En effet, si les premières estimations suggéraient l'existence de particules d'énergie de l'ordre de  $10^{15}$  eV, on sait maintenant que les plus énergétiques d'entre elles peuvent même dépasser les  $10^{20}$  eV. Ce phénomène offre donc une opportunité incroyable, puisqu'il permet à priori d'avoir accès à des énergies extrêmes, en même temps qu'à des informations importantes dans le domaine de l'astrophysique.

Toutefois, la situation est loin d'être aussi simple. En effet, il existe encore à l'heure actuelle énormément d'incertitudes sur la physique du rayonnement cosmique. On est ainsi incapable de dire quelles sont les sources de ces particules ou encore quels sont les mécanismes capables de produire un phénomène d'aussi haute énergie. Un des principaux problèmes de l'étude des rayons cosmiques aux plus hautes énergies découle du flux observé pour ce phénomène. Pour les énergies supérieures à  $10^{20}$  eV, on observe ainsi moins d'une particule/km<sup>2</sup>/sr/siècle.

L'unique moyen de surmonter cette difficulté est de concevoir des dispositifs expérimentaux possédant l'acceptance la plus grande possible. L'observatoire Pierre Auger est l'exemple même de ce type d'expériences dédiées à l'étude du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies. Ce dernier possède des dimensions hors-normes qui en font le plus grand observatoire pour les astroparticules jamais construit, et possède l'ambition de répondre aux nombreux problèmes encore non-élucidés, comme la question des anisotropies ou celle de la composition des rayons cosmiques de ultra haute énergie.

Une autre grande question est celle des neutrinos d'ultra haute énergie. On sait en effet qu'il existe des neutrinos produits au sein du Soleil, à travers les mécanismes de fusion nucléaire, ainsi que lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère, ou bien encore dans les supernovae. Toutefois, aucun neutrino de très haute énergie et d'origine externe au système solaire n'a à ce jour été détecté. Il est pourtant généralement admis que de telles particules doivent exister, en parallèle au rayonnement cosmique classique, composé de hadrons.

Et, ces dernières présentent un intérêt énorme pour la compréhension du rayonnement cosmique dans son ensemble, puisqu'elles permettraient de contourner une des principales difficultés liée aux rayons cosmiques chargés. Ces derniers sont en effet soumis aux nombreux champs magnétiques présents dans l'univers, dont l'effet globale est l'isotropisation du flux observé sur Terre. Les neutrinos eux sont insensibles à ces champs magnétiques et sont également quasi-insensibles à la matière présente le long de leur trajectoire, et permettraient donc de remonter directement à leur point de création.

Malheureusement, la détection de telles particules est encore plus difficile que celle des rayons cosmiques de ultra haute énergie, car, en plus du flux typique attendu, s'ajoute le problème de la probabilité d'interaction du neutrino, qui, pour une même énergie, est extrêmement faible



comparée à celle des particules chargées.

Dans ce cas, la solution passe encore par une surface de collection la plus grande possible. Et, du fait de son acceptance importante, l'observatoire Pierre Auger, bien qu'il n'ait pas été conçu dans ce but, possède les capacités pour apporter de précieuses informations sur les neutrinos à des énergies supérieures à  $10^{17}$  eV.

Ce dernier point représente le sujet central de cette thèse, qui s'articule autour de 6 chapitres.

Le premier d'entre eux est une présentation du rayonnement cosmique dans son ensemble, dans lequel nous présentons de manière simplifiée les principales hypothèses pour la production du rayonnement cosmique de ultra haute énergie, les différentes méthodes de détection, et enfin les principales questions qui existent dans ce domaine à l'heure actuelle.

Le chapitre 2 est une introduction sur la physique des gerbes atmosphériques, ces grandes cascades de particules créées lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. La détection à ultra haute énergie passe en effet par l'étude de tels phénomènes, en raison des flux extrêmement faibles.

L'observatoire Pierre Auger est décrit dans le chapitre 3. Nous y présentons le dispositif expérimental mis en place pour l'étude des gerbes atmosphériques, ainsi que certaines caractéristiques importantes. Enfin, nous présentons quelques résultats importants de l'expérience.

Les trois derniers chapitres sont consacrés à la physique des neutrinos de ultra haute énergie.

Le premier d'entre eux est une introduction générale dans laquelle nous tentons de mettre en avant les connaissances existantes dans ce domaine, en abordant notamment la question des flux attendus.

Les deux derniers chapitres présentent enfin les études réalisées dans le cadre de cette thèse, pour deux modes de détection différents, utilisant le réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger.

## Première partie

# Physique du rayonnement cosmique

## Présentation de l'expérience



# Chapitre 1

## Le rayonnement cosmique

Le terme de rayonnement cosmique nous vient de Millikan en 1926, qui baptisa ainsi ce rayonnement ionisant mis en évidence 14 ans plus tôt par Victor Hess. Ce dernier est celui qui, grâce à une série d'expériences en ballon, démontra l'origine extra-terrestre de ce rayonnement responsable entre autre, de la lente décharge des électroscopes observée dès le début du 20<sup>e</sup> siècle par de nombreux physiciens de l'époque.

Ces particules, que l'on considérait à l'époque de nature électromagnétique, ont constitué le premier véritable « faisceau » de la communauté de physique des particules, permettant les premières découvertes dans ce domaine, comme celle du positron en 1932, ou encore du muon en 1938. Cette même année, le physicien français du nom de Pierre Auger mit en évidence une coïncidence au niveau des temps d'arrivée des particules de ce rayonnement cosmique dans des détecteurs espacés de plusieurs dizaines de mètres. Il interpréta ce résultat comme une preuve de l'existence de grandes cascades de particules provenant de l'interaction de primaires de très grande énergie avec l'atmosphère et compris qu'il était possible, de part la détection de ces cascades, de remonter aux caractéristiques de la particule primaire. Cette interprétation se base sur les observations déjà effectuées en laboratoire par Rossi, qui avait déjà observé cinq ans plus tôt un tel phénomène de coïncidence, mais à plus petite échelle. En comparant la surface des gerbes observées en laboratoire et de celles créées par les rayons cosmiques, Pierre Auger estima également l'énergie du primaire, montrant que celle-ci pouvait atteindre  $10^{15}$  eV.

Ce travail est à l'origine des études liées à la détection des grandes gerbes atmosphériques, qui occupe de nos jours une des grandes parts de la physique des astroparticules, et c'est autour de ce thème que s'est développé le travail exposé dans ce manuscrit.

Aujourd'hui, 70 ans après la découverte des gerbes atmosphériques, la caractéristique la plus marquante de ce rayonnement cosmique est sans aucun doute son spectre en énergie. C'est sans doute la raison pour laquelle il apparaît dans toutes les thèses traitant de ce sujet. Et, même pris d'une certaine envie d'originalité, nous ne pouvons déroger à cette règle. Nous présentons donc dans la figure 1.1 le spectre en énergie des rayons cosmiques tel qu'il est connu à l'heure actuelle. Ce dernier a été réalisé à partir d'une compilation de données de diverses expériences.

Quand on commente ce spectre, il est de coutume de mettre en avant les 10 ordres de grandeur en énergie et 32 ordres de grandeur en flux sur lesquels ce dernier s'étend. Toutefois, ce qui est vraiment frappant, c'est la régularité avec laquelle ce flux décroît sur ce domaine en énergie, pouvant laisser penser qu'un unique phénomène en est l'origine. Ce n'est cependant pas le cas

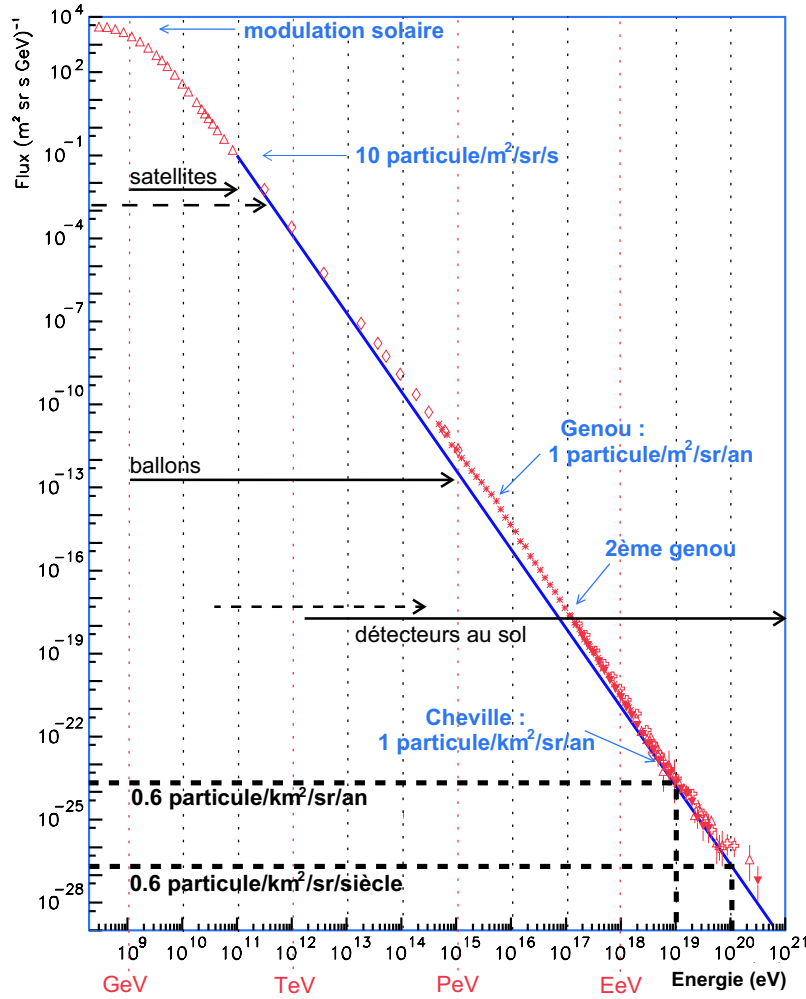


FIG. 1.1 – Spectre en énergie du rayonnement cosmique. La ligne bleue représente une loi de puissance en  $E^{-3}$ .

comme en témoignent les différentes « cassures » qui apparaissent en plusieurs endroits de ce spectre. Ces variations sont très subtiles, mais ô combien importantes.

En partant des basses énergies, le flux des rayons cosmiques évolue tout d'abord en  $E^{-2.7}$  de  $10^{10}$  à  $10^{15.5}$  eV. A cette énergie, il connaît alors sa première variation, appelée communément le *genou*, et connaît ensuite une décroissance plus rapide, d'indice spectral  $-3.1$ . Ce phénomène se répète ensuite à  $10^{17.6}$  eV, avec la présence d'un deuxième genou marquant le passage d'une évolution en  $E^{-3.1}$  à  $E^{-3.2}$ , qui se poursuit jusqu'aux alentours de  $10^{18.8}$  eV, position de la « cheville ». Celle-ci représente le changement d'indice le plus clair de ce spectre, et correspond de nouveau à une décroissance plus lente, en  $E^{-2.7}$ .

Ces caractéristiques du spectre en énergie ont donné lieu à de nombreuses études visant à comprendre l'origine de ces différentes variations qui sont encore à l'heure actuelle mal comprises. Mais avant de continuer, arrêtons nous un instant, et demandons nous ce que nous savons réellement de la physique du rayonnement cosmique.

A la détection de l'une de ces particules, on essaye d'en extraire le maximum d'informations possible. Et, quel que soit le domaine en énergie, on est intéressé par 3 principales observables. Tout d'abord, la composition des particules détectées, c'est à dire de quel type de particule il s'agit. Ensuite, leur direction d'arrivée, qui soulève la question des sources et de la propagation dans le milieu interstellaire. Et finalement, il y a l'énergie de ces particules, qui pose aussi la question des mécanismes d'accélération. L'état des connaissances sur ces 3 grandeurs dépend de l'énergie considérée. En effet, quand on prête attention au spectre en énergie présenté ci-dessus, il est évident, à la vue des différences de flux, que l'on possède beaucoup plus d'informations à basse énergie qu'à des énergies de l'ordre de 100 EeV ( $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ ), ce qui influence directement le niveau de compréhension que l'on peut espérer, bien qu'il reste de nombreux points obscurs, même à basse énergie.

Même pour des énergies de l'ordre du GeV, il est clair que le rayonnement cosmique est créé hors de notre système solaire, et plus précisément à l'intérieur de la galaxie pour ce domaine d'énergie. Il y a également quelques particules provenant du soleil, mais celles-ci sont associées avec l'activité solaire, et possèdent une grande variabilité temporelle. Le gros du rayonnement cosmique est décorrélié de ces événements violents du soleil, bien que le flux de basse énergie ( $\sim 1 \text{ GeV}$ ) subisse quand même ce qu'on appelle une modulation solaire, c'est à dire que les particules de plus basse énergie sont repoussées par les vents solaires et ne peuvent atteindre l'atmosphère terrestre. Ce phénomène explique la forme du spectre à basse énergie. Pour ce qui est de la composition, on a tendance à dire que le rayonnement cosmique est composé de 90% de protons, 9% de noyaux d'hélium et le reste de noyaux plus lourds. Il n'est pas vraiment juste de parler de la sorte, et il vaut en fait mieux parler de composition, pour une énergie ou un domaine d'énergie donné. Tout d'abord, les informations à ce sujet ne sont pas comparables d'un domaine d'énergie à un autre, et, si on connaît bien la composition du rayonnement cosmique à basse énergie, c'est loin d'être le cas pour les plus hautes énergies. Ensuite, celle-ci est bien évidemment dominée par le flux aux alentours du GeV et les différentes abondances données plus haut sont ainsi principalement représentatives de ce domaine en énergie.

Les flux les plus importants permettent une étude statistique détaillée des primaires. Ainsi, autour du GeV, le spectre en énergie est bien mesuré pour tous les noyaux jusqu'au Nickel [1], ainsi que pour beaucoup de leurs isotopes. On peut donc avoir accès aux différentes abondances de ces noyaux dans le flux de rayonnement cosmique, représentées dans la figure 1.2.

Celle-ci nous donne accès à l'abondance des différents éléments en fonction du numéro atomique. Il est intéressant de noter que les abondances au sein du rayonnement cosmique (trait plein) sont différentes de celles caractéristiques du système solaire (ligne brisée), ce qui met bien en évidence l'origine extra-solaire de ces particules.

Il faut également noter la présence d'électrons ainsi que de positrons parmi les particules du rayonnement cosmique, bien que leur contribution soit moins importante que celle des autres éléments. On trouve également quelques antiprotons, mais encore une fois ceux-ci sont peu nombreux, puisque les mesures donnent un rapport  $\bar{p}/p$  de  $\sim 10^{-4}$  aux alentours de 10 GeV [2]. Il est clair que ces derniers sont des particules secondaires produites lors de la propagation des primaires dans la galaxie. Si l'expérience PAMELA a récemment signalé l'existence d'un excès de positrons au delà de 10 GeV [3], qui demande encore à être expliqué, il n'existe par contre pour le moment aucune indication de l'existence d'une composante primaire non négligeable pour les antiprotons. De même, aucun noyau d'antihélium ou d'antidéuteron n'a pour le moment été détecté dans le rayonnement cosmique. L'existence de tels primaires reste actuellement une question d'un grand

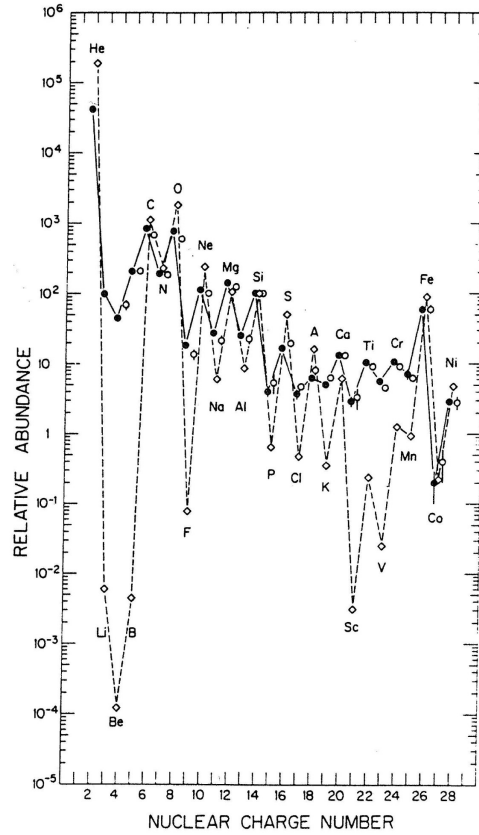


FIG. 1.2 – Abondances relatives des différents éléments du rayonnement cosmique à basse énergie [4].

intérêt pour la communauté des astroparticules.

La composition reste bien connue jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{14}$  eV, le rapport entre les différents éléments restant à peu près constant en fonction de l'énergie. Pour ce qui est des sources du rayonnement cosmique, la situation est différente puisque même pour les plus faibles énergies, celles-ci restent incertaines. Ceci est une conséquence des multiples déflexions subies par les noyaux dans le champ magnétique du milieu interstellaire, qui sont responsables d'une isotropisation du rayonnement cosmique. En d'autres termes, les particules ne pointent plus vers leurs sources et semblent nous arriver de toutes les directions du ciel.

Quoi qu'il en soit, c'est pour ces basses énergies que la connaissance est la plus complète. Au delà de  $10^{14}$  eV, la situation se corse en effet. Et le premier véritable problème rencontré se situe autour de  $10^{15}$  eV.

**Le genou** marque ainsi le premier grand cap au niveau des certitudes concernant le rayonnement cosmique. Tout d'abord parce que la composition n'est alors plus une observable aussi aisée à mesurer qu'à plus basse énergie, comme en témoigne la figure 1.3, qui représente encore une fois l'abondance des principaux éléments du rayonnement cosmique, mais cette fois en fonction de l'énergie du primaire. Le flux  $\gamma$  est représenté pour chaque élément jusqu'à une énergie de quelques

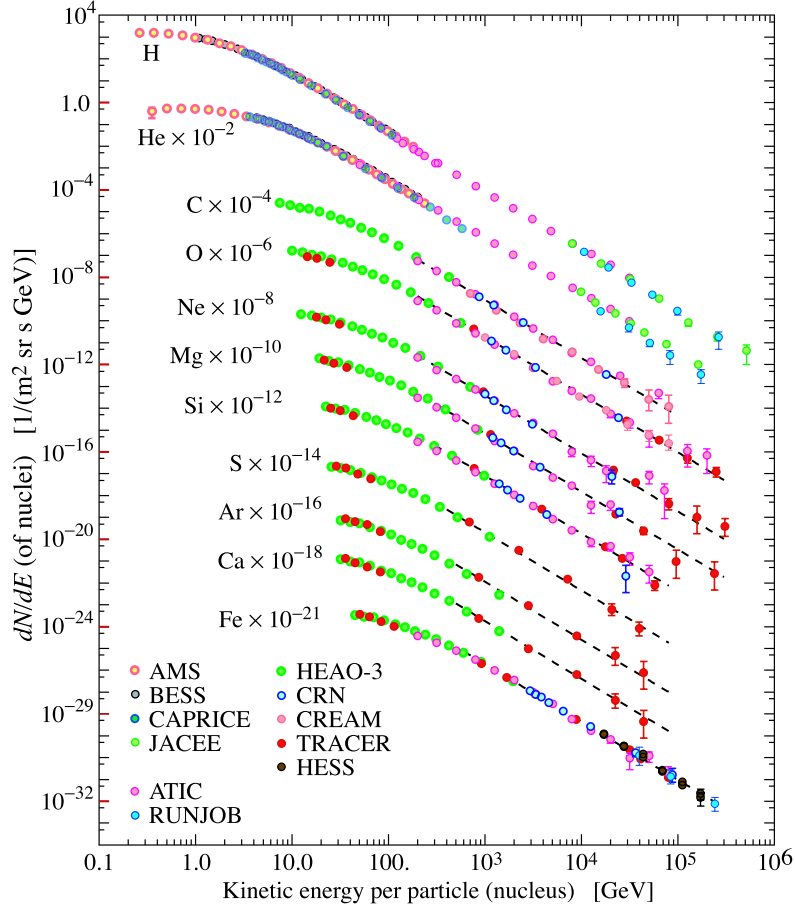


FIG. 1.3 – Abondances des principaux éléments du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie du primaire. Les flux des différents éléments ont été traduits pour une meilleure comparaison [2].

$10^{14}$  eV. Au-delà, on a l'habitude de représenter le flux toutes particules confondues, en raison de l'identification difficile du primaire. Mais la principale difficulté reste encore l'explication de l'origine de cette inflexion du spectre qui est toujours mal comprise.

Il existe néanmoins des scénarios, remportant un consensus plus ou moins important, pour expliquer l'origine de ce phénomène. On peut ainsi interpréter ce changement d'indice spectral du spectre comme la limite en énergie d'une classe particulière de sources du rayonnement cosmique. Une telle hypothèse peut se vérifier par l'évolution de la composition autour de cette limite. En effet, il est vraisemblable que l'énergie maximale à laquelle peut être accéléré un noyau soit proportionnelle à sa charge. Le spectre de proton pour un type d'accélérateur donné devrait ainsi chuter à une énergie 26 fois plus petite que celui du fer. Une exemple d'une telle transition est représentée dans la figure 1.4, qui est une reproduction de la figure originale de Peters, qui fut le premier à proposer une telle explication pour l'origine du genou en 1961 [5]. Le spectre observé ne chutant pas brusquement au genou, ce dernier a également fait l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle population de particules de spectre plus dur, qui s'ajouterait à la composante de basse énergie. C'est ce que représente la ligne bleu de la figure 1.4.



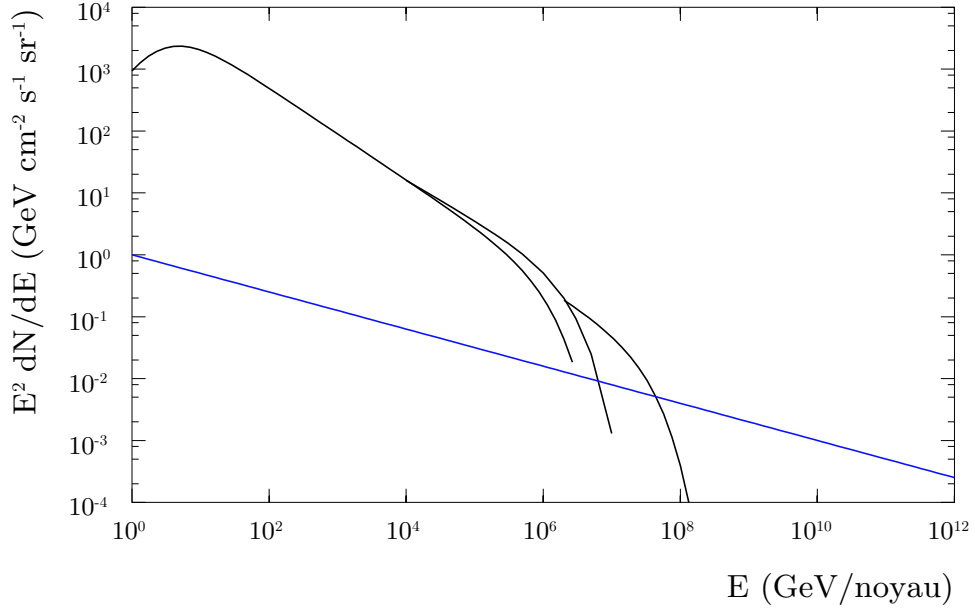


FIG. 1.4 – Exemple d’une séquence de coupures pour des ions de charge de plus en plus élevée. La ligne bleue représente une deuxième composante éventuelle d’indice spectral moins élevé que la composante de basse énergie.

Cependant, comme le montre cette figure, un tel scénario implique un durcissement du spectre à relativement basse énergie. Ainsi, si on considère que  $10^{15}$  eV est l’énergie maximale atteignable pour le proton, alors le fer devrait diminuer autour de  $3 \times 10^{16}$  eV, et le durcissement du modèle de Peters devrait être observé peu après cette énergie. Pourtant, aucun changement d’indice n’est observé et le spectre en énergie suit une évolution régulière jusqu’à la cheville, comportement qui ne peut être expliqué, même en prenant en compte les éléments plus lourds que le fer.

Une autre manière d’expliquer la variation d’indice observée au genou est de considérer que ce dernier est dû à un changement des propriétés de diffusion dans le milieu interstellaire, de telle sorte qu’au dessus d’une certaine énergie, le temps caractéristique de propagation diminue plus rapidement avec l’énergie.

Réussir à expliquer l’origine de ce phénomène passe sans aucun doute par une meilleure connaissance de la composition à ces énergies, actuellement étudiée au sein de l’expérience KASCADE-Grande [6] par exemple.

**La cheville** peut être considérée comme le seuil du domaine de Ultra-Haute Energie (UHE) du rayonnement cosmique. A l’heure actuelle, les données autour de  $10^{18}$  eV sont suffisamment nombreuses pour nous offrir une bonne vision du spectre au niveau du changement d’indice spectral. Le problème est encore une fois d’expliquer l’origine de ce durcissement du spectre. La solution la plus couramment citée consiste à interpréter ce changement de pente comme la transition entre la composante galactique du rayonnement cosmique, qui disparaît pour laisser place à une composante extragalactique, qui régit alors la nouvelle structure du spectre à UHE. C’est une hypothèse naturelle lorsqu’on considère le rayon de gyration des particules chargées dans un champ magné-

tique galactique typique. En effet, ce dernier est de  $\sim 100$  pc (parsec) pour un proton de  $10^{18}$  eV, ce qui est déjà plus grand que l'épaisseur du disque galactique. Et étant donnée l'isotropie observée pour des particules d'énergie  $E \sim 10^{19}$  eV, dont le rayon de gyration est maintenant plus grand que la taille maximale de la galaxie, il est courant de considérer que les particules au-dessus de cette énergie ont des origines extragalactiques. Les données ne sont cependant pas encore suffisantes pour étayer une telle hypothèse.

On peut ainsi également expliquer l'origine de la cheville comme une conséquence des interactions des rayons cosmiques de ultra haute énergie par production de paires  $e^+e^-$ . Dans ce type de modèle, développé notamment par Berezhinski [7], la cheville est alors un effet lié à la propagation du rayonnement cosmique dans l'univers.

Le domaine de ultra-haute énergie est quand même à l'heure actuelle celui qui présente le plus d'incertitudes. Tant au niveau des sources, encore inconnues, que de la composition. La forme même du spectre aux plus hautes énergies ( $E > 10^{20}$  eV) demande encore confirmation.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement à ce domaine du rayonnement cosmique de UHE (RCUHE), qui constitue la thématique de l'expérience à laquelle j'ai pris part durant ces trois dernières années.

Nous allons maintenant tenter de rentrer plus en détail dans la physique même du rayonnement cosmique. Pour cela, nous suivrons un ordre chronologique, en nous intéressant tout d'abord aux sources de telles particules, puis à leur propagation, pour finalement parler de leur détection à leur arrivée sur terre.

## 1.1 Les origines du rayonnement cosmique

Avant de continuer, nous tenons tout d'abord à préciser pour le lecteur néophyte que cette partie n'est pas une discussion des sources connues du rayonnement cosmique, mais de sources possibles, puisqu'il n'existe à l'heure actuelle aucune certitude à ce sujet.

Il existe deux grands scénarios pour la production du rayonnement cosmique, répondant aux noms de modèles Bottom-Up et Top-Down. Mais, seuls les modèles Bottom-Up impliquent une véritable accélération au sens propre du terme, au sein de sites astrophysiques particuliers. Les modèles Top-Down quant à eux expliquent la création de RCUHE à travers la désintégration de particules supermassives, reliques des premiers âges de l'univers.

### 1.1.1 Scénarios Bottom-Up

Comme le laisse transparaître le nom de « Bottom-Up », ce type de mécanisme consiste en l'accélération progressive d'une particule chargée, confinée au sein d'un objet astrophysique jouant le rôle de milieu accélérateur. Un tel modèle requiert donc deux éléments primordiaux. Tout d'abord un mécanisme d'accélération capable de créer des particules de très haute énergie, et ensuite un site astrophysique réunissant les critères nécessaires, tels que définis par ce mécanisme.

Accélérer une particule chargée implique obligatoirement l'utilisation d'un champ électrique ou d'un champ magnétique. S'il est difficile de trouver des différences de potentiels de l'ordre de  $10^{18}$  V, nécessaires pour produire un proton d'énergie  $10^{18}$  eV, les milieux interstellaire et intergalactique regorgent par contre de champs magnétiques, plus ou moins intenses, susceptibles de nous aider dans notre tâche. Et, les premiers sites astrophysiques qui viennent à l'esprit sont les restes de supernovae, proposés initialement par Ginsburg et Syrovatskii [8], candidats intéressants car

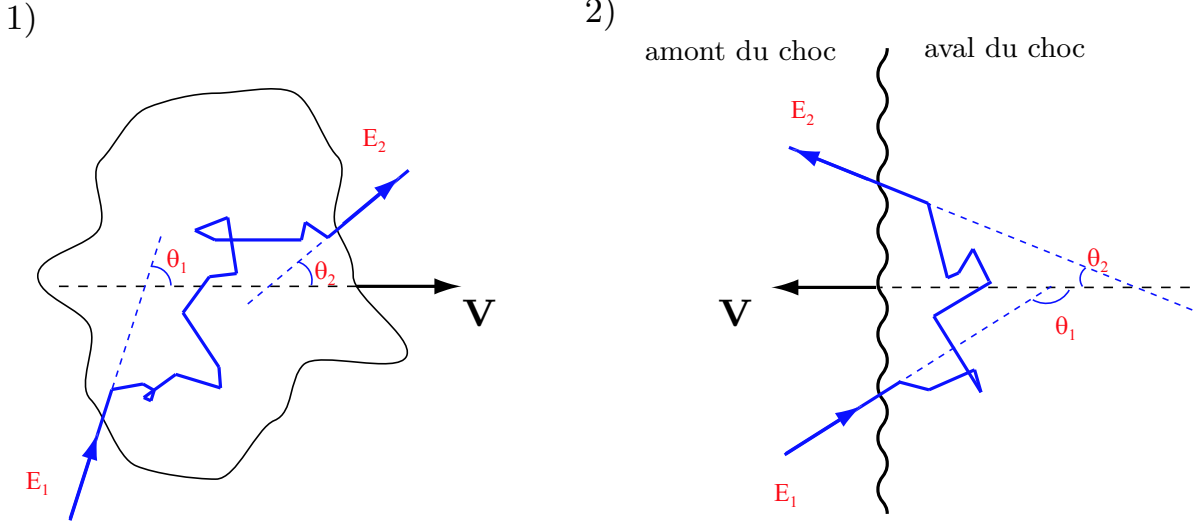


FIG. 1.5 – Représentation de l'interaction d'une particule chargée avec **1)** un nuage de plasma se déplaçant à la vitesse  $V$  **2)** le front plan d'un choc se propageant dans un plasma.  $V$  est ici la vitesse relative du gaz en aval du choc par rapport à la vitesse en amont du choc.

possédant des champs magnétiques supérieurs en moyenne à ceux du milieu interstellaire moyen. De plus ces derniers survivent pendant un temps suffisamment long et possèdent une taille importante, ce qui est nécessaire, comme nous le verrons plus loin, pour obtenir une accélération suffisamment importante. Le principe de gain en énergie, largement accepté, se base sur une accélération stochastique au niveau de fronts de choc, à l'intérieur du plasma. Ce type de mécanisme d'accélération porte le nom de mécanisme de Fermi, et fut proposé pour la première fois par ce dernier en 1949 [9]. Encore une fois, comme pour le spectre en énergie, ce dernier est présenté en détail dans grand nombre de livres ou de thèses traitant des astroparticules. Nous nous contenterons ici de présenter brièvement les principes importants. Le lecteur intéressé pourra obtenir plus de détails dans le papier original, ou dans une des nombreuses références traitant de ce problème [10, 11, 12, 13].

### Mécanismes de Fermi

Il existe deux types d'accélération de Fermi basés tous les deux sur la diffusion élastique de particules chargées dans un milieu magnétique turbulent.

La première forme, qui est l'idée même du papier original de Fermi, met en jeu des nuages de plasma en mouvement dans le milieu interstellaire. Lorsqu'une particule traverse un tel nuage, comme schématisé sur le panneau de gauche de la figure 1.5, elle connaît une variation d'énergie.

La variation d'énergie relative  $\frac{\Delta E}{E}$  de la particule, considérée comme relativiste, lors d'une traversée du nuage, peut s'écrire:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{1 - \beta^2} - 1, \quad (1.1)$$

où  $\beta = V/c$  est la vitesse du nuage en unité naturelle dans le repère du laboratoire.  $\theta_1$  et  $\theta_2$

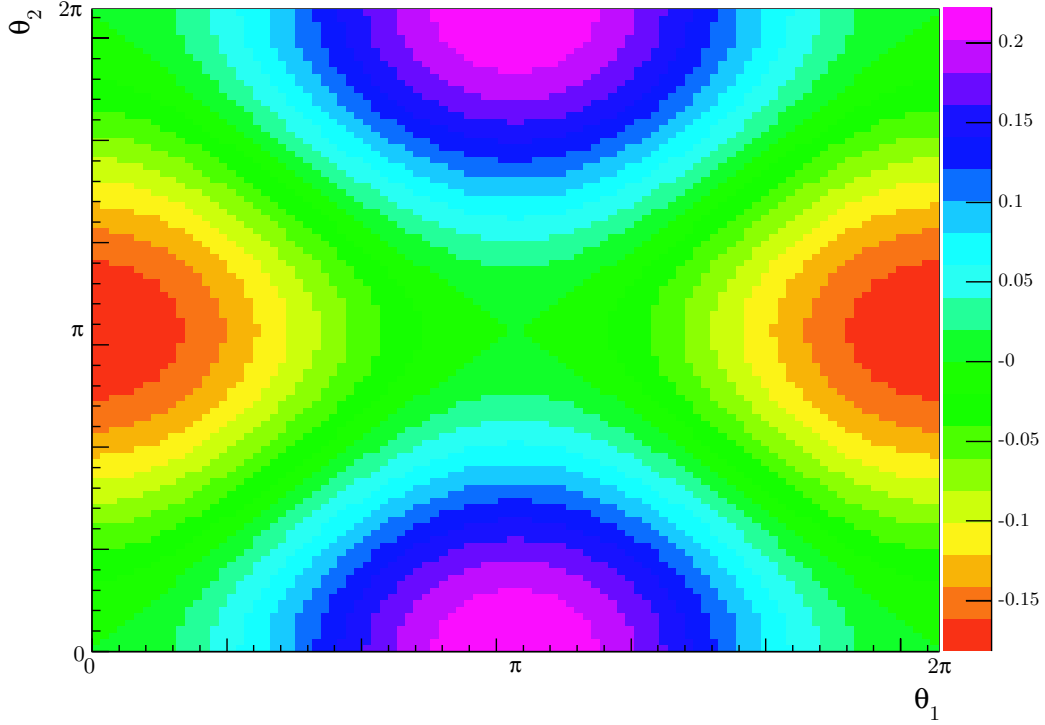


FIG. 1.6 – Variation d'énergie d'une particule chargée à la traversée d'un nuage de plasma.  $\theta_1 = 0$  représente un choc arrière,  $\theta_1 = \pi$  un choc frontal

sont les angles représentés figure 1.5. Le nuage de plasma est supposé non relativiste.

On représente sur la figure 1.6 cette variation d'énergie en fonction des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , pris entre 0 et  $2\pi$ . Pour le besoin de cette figure, nous avons considéré une valeur de  $\beta$  de  $10^{-1}$ . Cette dernière ne se veut aucunement réaliste, mais sert uniquement les besoins de la représentation.

Il est intéressant de voir que cette variation d'énergie peut-être soit positive, soit négative, selon les valeurs des deux angles. La tendance générale est que l'on gagne de l'énergie lorsque la vitesse de la particule est opposée à celle du nuage, avec un maximum pour les chocs frontaux ( $\theta_1 = \pi$ ), et que l'on en perd lorsque celle-ci se propage dans le même sens que le nuage, la plus grosse perte correspondant aux chocs arrières ( $\theta_1 = 0$ ).

A quel gain (ou perte) peut-on s'attendre pour une particule chargée se propageant dans le milieu interstellaire et connaissant un grand nombre d'interactions de ce type ?

Avant toute chose, d'après la forme de cette figure, on peut dire avec certitude que si les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont distribués de manière équiprobable, alors la variation moyenne d'énergie  $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E}$ , sera nulle. Pour  $\theta_2$ , c'est effectivement le cas, la direction de la particule à sa sortie du nuage étant rendue isotrope par les nombreuses diffusions à l'intérieur de celui-ci. Pour  $\theta_1$  par contre, ce n'est pas le cas, contrairement à ce que l'on pourrait penser à priori. L'analogie habituelle est de comparer la particule se propageant dans le milieu interstellaire à une voiture se déplaçant sur une route à double sens. Cette dernière croquera toujours plus de voitures qu'elle n'en doublera, autrement dit pour notre particule, on aura toujours plus de chocs frontaux que de chocs arrières.

L'angle d'entrée dans le nuage n'est donc pas distribué de manière isotrope, les angles proches

de  $\pi$  étant favorisés. Cela se traduit donc par un bilan énergétique positif. Pour obtenir l'expression exacte de la variation moyenne d'énergie, il faut effectuer la moyenne de l'expression 1.1 sur les deux angles. On obtient:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{4\beta^2/3}{1-\beta^2} \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.2)$$

Ce gain, bien que très faible, est positif. L'expression de la variation d'énergie moyenne est de degré 2 en  $\beta$ , ce qui vaut à ce processus le nom de mécanisme de Fermi du second ordre. Et, s'il existe un mécanisme du second ordre, c'est qu'il existe également un processus du premier ordre.

**Le mécanisme de Fermi du premier ordre** est une modification de l'idée originale de Fermi, développée pour pallier aux problèmes rencontrés par le précédent processus d'accélération. Il se base cette fois sur la diffusion de la particule chargée par des inhomogénéités magnétiques situées de part et d'autre d'un front d'onde de choc au sein d'un plasma. La situation correspond au schéma de droite de la figure 1.5. Cette fois-ci, la particule est accélérée par les aller-retours à travers le front de choc.

Lors d'un tel aller-retour, la particule subit encore une variation d'énergie, pour laquelle on peut reprendre l'expression 1.1 donnée plus haut. La différence entre les deux processus viendra des valeurs possibles pour les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ . En effet, dans ce cas, les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  appartiennent respectivement à  $[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}]$  et  $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ , de telle sorte que  $\cos\theta_1 \leq 0$  et  $\cos\theta_2 \geq 0$ . Si on se réfère de nouveau à la figure 1.6, on voit que pour ces valeurs des angles, la variation d'énergie est toujours positive, contrairement à ce qu'on avait précédemment. La deuxième différence vient lors du calcul de la moyenne sur les deux angles. Dans ce processus, le grand nombre de collisions en amont et en aval du choc rend aléatoire la direction de la particule. Toutefois, la distribution en angle correspond ici à la projection d'un flux isotrope sur un plan,  $\propto \sin\theta \cos\theta$ . Ainsi, cette moyenne sur les angles nous donne:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta + 1/3\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta \quad (1.3)$$

On obtient cette fois un gain en  $\beta$ , d'où le nom d'accélération du premier ordre.

La principale difficulté du mécanisme de second ordre est qu'il n'est pas assez efficace (gain en  $\beta^{-2}$ ) et possède ainsi des temps caractéristiques d'accélération beaucoup trop longs pour être responsable des particules de très haute énergie observées. On peut écrire l'évolution de l'énergie en fonction du temps  $t$ , pour une particule d'énergie initiale  $E_0$ , comme:

$$E(t) = E_0(1 + \gamma_{1/2})^{\frac{ct}{L}}, \quad (1.4)$$

où  $L$  est le libre parcours moyen entre deux collisions,  $c$  la vitesse de la lumière et  $\gamma_{1/2} = 4/3\beta$  ou  $4/3\beta^2$  pour les mécanismes de premier ordre et de second ordre respectivement. Ainsi, pour un libre parcours moyen  $L \sim 1$  pc et  $\beta = 10^{-4}$ , et pour une particule d'énergie initiale de 1 TeV, on peut évaluer qu'il faudra respectivement  $5 \times 10^4$  et  $5 \times 10^8$  ans aux processus de premier et second ordre pour multiplier l'énergie de celle-ci par 10. On voit la différence d'efficacité entre ces deux mécanismes.

Le deuxième problème du processus de second ordre est que ce dernier prévoit un indice spectral dépendant des caractéristiques du nuage de plasma, tandis que l'autre nous donne un

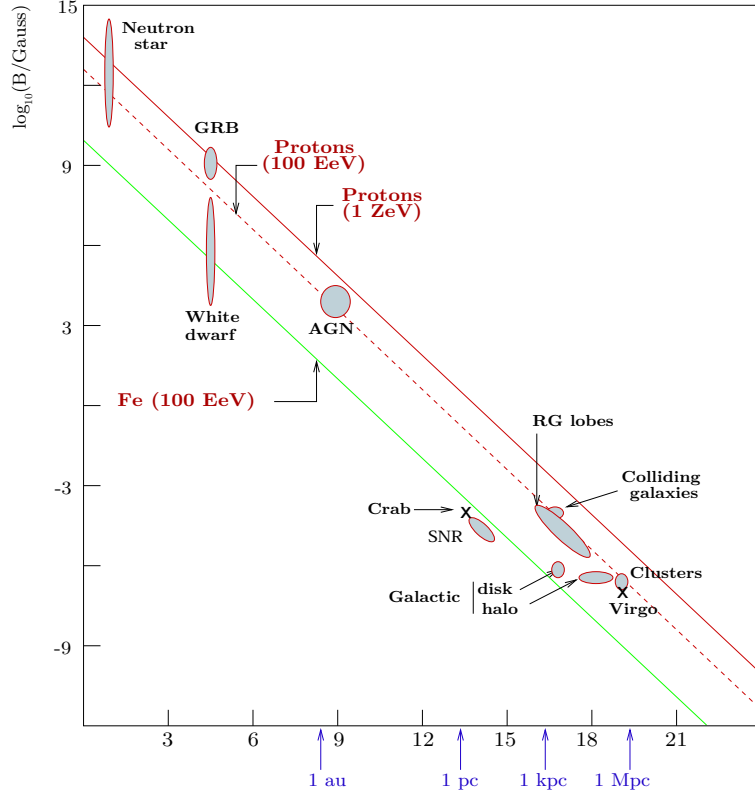


FIG. 1.7 – Diagramme de Hillas. Ce dernier nous donne une information importante sur le pouvoir accélérateur des différentes grandes familles de sites astrophysiques susceptibles de produire des rayons cosmiques. Les objets situés sous les diagonales ne sont pas capables d’accélérer les particules correspondantes au-delà de l’énergie indiquée. Pour cette figure, on a considéré  $k = 1$  et  $\beta = 1$ .

indice universel de l’ordre  $-2$ . Et si on considère un taux d’échappement des particules hors de la galaxie proportionnel à l’énergie, on obtient un spectre en énergie compatible avec celui observé.

A priori, on peut donc retenir le mécanisme de Fermi du premier ordre comme processus d’accélération possible des rayons cosmiques. Ce dernier a d’ailleurs été conçu initialement dans l’optique de faire des restes de supernovae les sources du rayonnement cosmique jusqu’aux plus hautes énergies. On a donc une famille de sources ainsi qu’un mécanisme d’accélération efficace, soit tout ce que l’on recherche. Mais la réalité est malheureusement plus compliquée que cela.

En effet, si on considère ce mécanisme comme responsable de l’accélération des particules du rayonnement cosmique, on peut montrer que l’énergie maximale  $E_{max}$  pouvant être atteinte par une particule de charge  $Ze$  s’écrit :

$$E_{max} = kZeBR\beta, \quad (1.5)$$

c’est à dire qu’elle dépend de la taille  $R$  de la source, du champ magnétique  $B$  et de la vitesse  $\beta$  du choc.  $k$  est un facteur inférieur à 1, lié au temps d’accélération. Pour une particule donnée, et pour  $k$  et  $\beta$  fixés, on peut représenter le champ magnétique nécessaire, en fonction de la taille  $R$ , pour accélérer celle-ci jusqu’à une énergie  $E_{max}$ .

En se basant sur cette formule, Hillas fut le premier à publier en 1984 [14] un diagramme sur lesquels il eut l'idée de placer différentes familles d'objets astrophysiques en fonction des champs magnétiques et tailles typiques de ces derniers. Un tel diagramme est visible figure 1.7. Et, en traçant sur celui-ci des lignes d'équi-énergie, pour une charge  $Z$  donnée, il est possible de voir quels objets sont capables d'accélérer ce type de particules jusqu'aux énergies considérées. Les familles situées en dessous des diagonales n'étant pas capable de le faire.

La première information que l'on obtient est que les restes de supernovae, marqués ici par SNR (pour SuperNovae Remnants), ne sont malheureusement pas capables d'accélérer des particules jusqu'aux plus hautes énergies observées, que ce soit des protons ou du fer, pourtant plus facile à accélérer. L'explication Supernovae + mécanisme de Fermi d'ordre 1 pour expliquer le rayonnement cosmique de UHE ne fonctionne donc pas. Toutefois, ce scénario reste valable pour expliquer l'existence de ces particules jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{15}$  eV. Il est ainsi généralement admis que les rayons cosmiques jusqu'au genou sont produits de cette manière.

Si les restes de supernovae ne sont pas les sources du rayonnement cosmique, il faut leur trouver un ou plusieurs remplaçants. On voit sur le diagramme de Hillas que les candidats ne sont pas très nombreux.

La plupart de ceux-ci se situent hors de notre galaxie. On pense en particulier aux noyaux actifs de galaxie (AGN) qui ont depuis longtemps recueilli l'intérêt des théoriciens. Ce ne sont pas les seuls candidats possibles, puisque l'on trouve aussi des amas de galaxie, des galaxies en collision ... Il faut noter que l'on a également des sources telles que les étoiles à neutron ou naines blanches qui sont encore situées à l'intérieur de la galaxie. La question de l'origine galactique ou extragalactique des rayons cosmiques ne peut donc pas être réglée seulement par l'échec des restes de supernovae.

Si, à la vue de ce diagramme, les sources possibles ont l'air suffisamment nombreuses, il faut noter que ce dernier est une version plutôt « optimiste » de la situation, puisque les valeurs utilisées pour  $\beta$  ou  $k$  reflètent la limite haute des paramètres mis en jeu. Dans la réalité, on a encore moins de candidats capables d'expliquer les énergies les plus extrêmes.

### 1.1.2 Scénarios Top-Down

Les difficultés liées à l'extension des modèles d'accélération jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{21}$  eV ont mené au développement de modèles exotiques pour la production des rayons cosmiques de plus haute énergie. Le principe de ces derniers, bien résumé par le nom de « Top-Down » est que les particules observées sont les produits de la désintégration de particules dont la masse pourrait atteindre les  $10^{25}$  eV, énergie correspondant à l'échelle de grande unification.

Il y a généralement deux classes de modèles, le premier faisant intervenir des défauts topologiques et le second lié à la matière noire. Nous ne rentrerons pas plus dans les détails de ce genre de modèles dont les caractéristiques techniques dépassent nos compétences. On peut trouver une revue détaillée de ces différents modèles dans la référence [15].

Lorsque l'on s'intéresse aux différences entre ce type de modèles et les scénarios Bottom-up, il y a principalement deux caractéristiques qui se démarquent: un spectre d'injection plus dur, et une composition très différente de celle des modèles d'accélération classiques. Dans ces derniers, les particules accélérées à la source et injectées dans le milieu interstellaire sont des protons, des noyaux de masse plus grande ou même des neutrons créés lors d'interactions dans la source. Dans les modèles Top-Down par contre, la particule supermassive se désintègre et l'hadronisation des

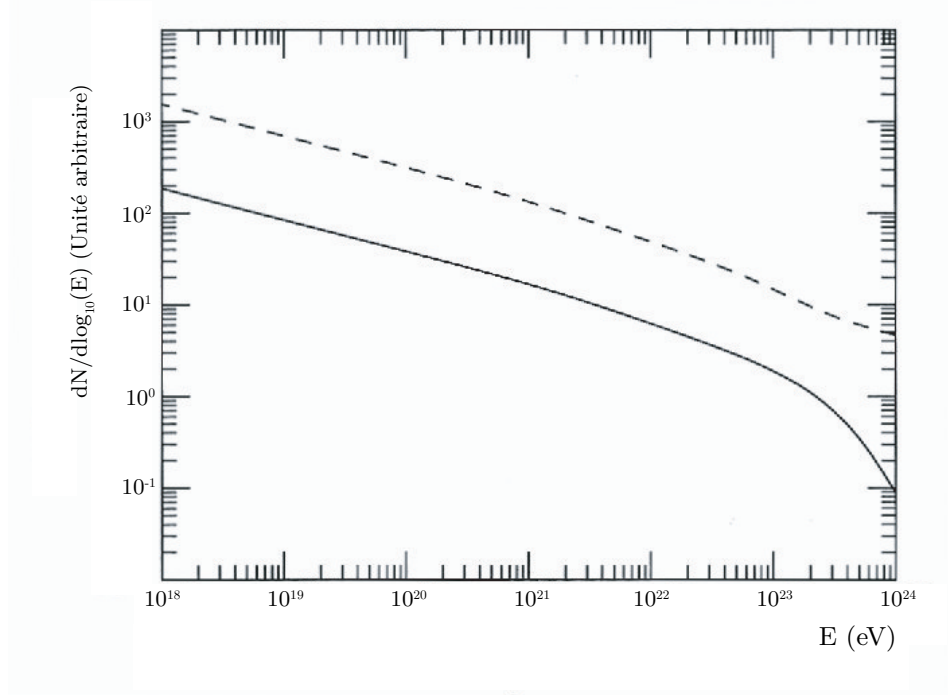


FIG. 1.8 – Spectre en énergie des photons (trait brisé) et des nucleons (trait plein), calculé dans la référence [16].

produits de désintégration donne de façon très prépondérante des leptons et des mésons, ainsi que quelques rares nucléons. La présence majoritaire de mésons, instables, se traduit donc par des flux de gammas et de neutrinos très grands, excédant les flux de nucléons par un facteur de l'ordre de 30.

Ce point est illustré par la figure 1.8 sur laquelle sont représentés les flux de photons et de nucléons attendus pour des rayons cosmiques créés lors de l'annihilation de monopoles (défauts topologiques ponctuels). On y voit bien la différence de flux entre photons et protons, avec presque un ordre de grandeur, quel que soit l'énergie.

La mesure des flux de neutrinos et de photons est ainsi la meilleure manière de contraindre ces modèles Top-Down. Il faut noter que de récents résultats de l'observatoire Pierre Auger (voir chapitre 3) contraignent fortement ce type de modèles, qui bien que n'étant pas totalement invalidés, semblent de moins en moins compatibles avec les observations.

## 1.2 Propagation de la source à la terre

Après avoir présenté les possibles mécanismes de création des RCUHE, il nous faut maintenant parler de la problématique liée à la propagation de ces particules dans le milieu galactique ou extragalactique.

Si le milieu entre la source et la terre consistait en un vide parfait, vide de particules et de champs magnétiques, cette partie n'aurait pas d'intérêt, les particules créées se propageant alors en ligne droite, sans être aucunement gênées lors de leur voyage. Ce n'est cependant pas le cas, et



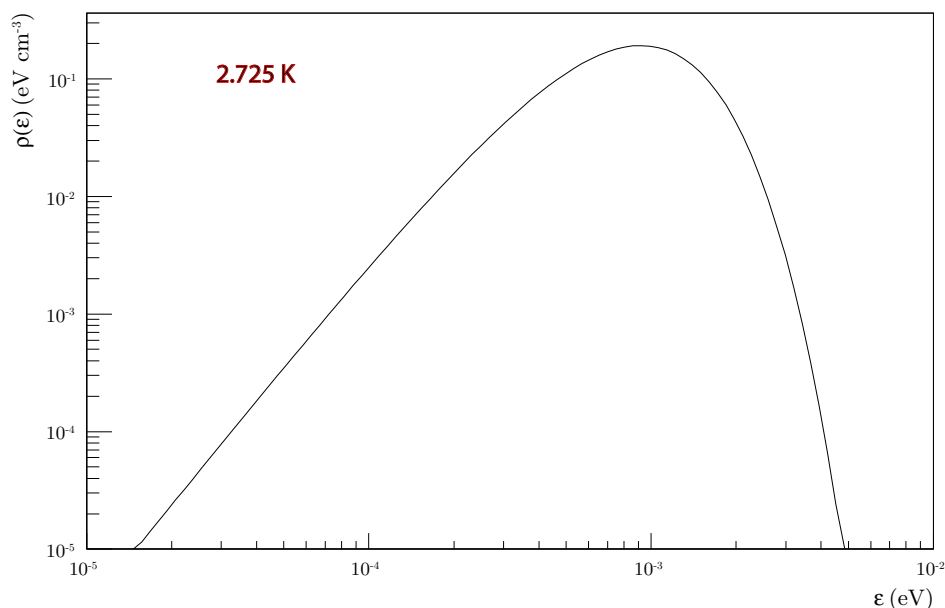


FIG. 1.9 – Spectre en énergie du fond diffus cosmologique.

leur chemin est en réalité semé d'embûches. Le milieu interstellaire est en effet rempli de gaz, de poussières, de particules, ainsi que de champs magnétiques susceptibles d'interagir avec nos rayons cosmiques. Nous développerons ces quelques points dans les différentes sous-parties ci-dessous.

### 1.2.1 Interactions des RCUHE avec les fonds cosmiques

Nous disions précédemment que les rayons cosmiques étaient susceptibles d'interagir avec de nombreux partenaires lors de leur voyage vers la terre. En réalité, la perturbation causée par les poussières et autres gaz interstellaires est négligeable devant celle résultant de l'interaction avec les fonds diffus de photons. C'est pour cette raison que nous ne présenterons que ces interactions dans cette partie.

Tout d'abord, il convient de présenter les « fonds diffus de photons » dont l'on parle.

On a tout d'abord le mieux connu de tous, à savoir le CMB, pour **Cosmic Microwave Background**. Ce dernier résulte du premier découplage des photons de la matière, survenu lorsque l'univers avait à peine 400000 ans. Il est homogène à  $10^{-5}$  près, et sa température évolue avec le redshift comme  $(1+z)$ . De même, sa densité augmente comme  $(1+z)^3$  et sa densité énergétique totale comme  $(1+z)^4$ . Le CMB est un des seuls paramètres dans la physique des RCUHE qui ne soit pas une source d'incertitudes.

En plus de ce premier rayonnement diffus, on doit également prendre en compte l'existence du CIB (**Cosmic Infrared Background**), qui constitue, comme son nom l'indique un fond diffus de photons infrarouges. Il existe deux contributions à ce dernier :

- L'émission stellaire des galaxies. Les longueurs d'onde pour lesquelles cette contribution est la plus importante sont de l'ordre du  $\mu m$ .
- La réémission d'infrarouge par la poussière froide des galaxies. Les longueurs d'onde associées sont de l'ordre de  $100\mu m$ .

Contrairement au CMB, les modèles décrivant le CIB sont entachés de nombreuses incertitudes, qui reflètent la difficulté d'observation de ce fond diffus, principalement à cause de la présence des avant-plans galactiques qu'il faut soustraire en utilisant des modèles d'émission de poussière. Depuis COBE, dont l'instrument embarqué DIRBE a effectué des mesures dans ce domaine, les progrès théoriques et observationnels ont permis de contraindre assez fortement l'ordre de grandeur du CIB, bien que la forme exacte de son spectre reste complètement hypothétique. Une revue des différentes contraintes expérimentales sur le CIB peut être trouvée dans la référence [17].

C'est donc avec ces deux populations de photons, ainsi qu'avec les fonds optiques et UV, que les particules sont amenées à interagir lors de leur propagation depuis leur source. Les interactions qui entrent en jeu dépendent ensuite du type de particule considéré et de leur énergie.

On peut admettre sans trop se tromper que les neutrinos ne subissent aucune interaction ou déflexion lors de leur propagation.

Pour ce qui est des photons, ces derniers sont importants prioritairement dans le cadre des modèles Top-Down. Nous donnerons juste les principales interactions susceptibles de se produire pour de telles particules: production de paires avec des photons du CMB, production de double paires  $\gamma\gamma_{CMB} \rightarrow e^-e^+e^-e^+$  à prendre en compte aux plus hautes énergies (au-delà de  $10^{20}$  eV). Il faut noter que la production de paires avec des photons de plus haute énergie (CIB) est responsable d'une forte atténuation du spectre dès  $\sim 10$  TeV.

Nous parlerons par contre plus en détail du cas plus intéressant des nucléons et des noyaux, ce qui nous permettra entre autre d'introduire l'effet GZK.

En plus des pertes d'énergie dues aux interactions que nous allons présenter dans cette partie, il faut savoir qu'il existe également ce qu'on appelle l'effet de redshift, lié à l'expansion de l'univers, qui entraîne des « pertes adiabatiques » d'énergie pour les rayons cosmiques se propageant sur des distances cosmologiques. La longueur de perte d'énergie associée à ce phénomène est de l'ordre de 4000 Mpc.

## Cas des nucléons d'ultra haute énergie

Protons et neutrons interagissent avec le CMB, ainsi que de manière sous-dominante avec le fond diffus infrarouge. Les processus pertinents sont listés ci-dessous.

**Production de paire** Il s'agit du processus  $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ , dans lequel un proton de ultra-haute énergie sert de catalyseur à la transformation d'un photon de basse énergie en paire  $e^+e^-$ . Le seuil de cette réaction est de  $\sim 5 \times 10^{17}$  eV pour un photon typique du CMB, d'énergie  $\epsilon \sim 10^{-3}$  eV.

**Photoproduction de pions. Effet GZK** Peu après la découverte du CMB par Penzias et Wilson en 1965, deux papiers sur les rayons cosmiques furent publiés simultanément aux USA et en Union Soviétique [18, 19], prédisant que le spectre en énergie du rayonnement cosmique devrait finir un peu avant  $10^{20}$  eV suite à l'interaction des nucléons et noyaux de UHE avec les photons du CMB. Cet effet devrait être responsable d'une chute brutale du spectre, et même si des particules de plus haute énergie étaient créées, celles-ci auraient une probabilité quasi nulle de survivre à la propagation de la source vers la Terre. Cette prédiction porte le nom de **coupure GZK**, du nom des 3 auteurs, Greisen, Zatsepin et Kuzmin.

L'interaction liée à cet effet est la photoproduction de pions, qui s'écrit  $N\gamma \rightarrow N' + n\pi$ , où  $N$  et  $N'$  sont des nucléons. Il est aisé de calculer le seuil d'une telle réaction, pour un photon d'énergie  $\epsilon$ . Dans le référentiel du laboratoire, le carré de l'énergie dans le centre de masse s'écrit:

$$s = M^2 + 2E\epsilon(1 - \cos\theta), \quad (1.6)$$

où  $M$  et  $E$  sont respectivement la masse et l'énergie du nucléon et  $\theta$  est l'angle entre les deux particules.

Le seuil est calculé pour  $\sqrt{s} = M + m_{\pi^0}$ , avec  $m_{\pi^0}$  la masse du pion neutre, ce qui implique:

$$E_{\text{seuil}} = \frac{m_{\pi^0}}{4\epsilon} (2M + m_{\pi^0}). \quad (1.7)$$

Cette énergie seuil est de  $\sim 10^{20}$  eV pour  $\epsilon = 6.34 \times 10^{-4}$  eV, énergie moyenne du CMB. Si on calcule ce seuil pour la queue de photons de plus haute énergie, cette énergie seuil est plutôt de l'ordre de  $2 \times 10^{19}$  eV. Toutefois, cette valeur ne s'applique qu'à un nombre marginal d'interactions.

La section efficace associée à cette interaction est bien connue grace aux expériences sur accélérateurs. Elle résulte de la contribution de différents processus [20].

La plus importante vient de la production de la résonance  $\Delta^+$  à 1230 MeV, qui se désintègre ensuite en un nucléon et un pion. Pour un proton, cela donne:

$$\begin{aligned} p + \gamma \rightarrow \Delta^+ &\rightarrow p + \pi^0 \\ &\rightarrow n + \pi^+ \end{aligned} \quad (1.8)$$

On peut également avoir production directe de pion, que l'on peut considérer comme la diffusion électromagnétique d'un méson virtuel associé au nucléon, qui gagne suffisamment d'énergie lors de l'interaction pour s'échapper. Dans ce cas, le pion émis est toujours chargé.

Aux plus hautes énergies, on entre dans le domaine de la production multiple de pions, dans lequel l'état final contient de nombreux hadrons.

Quelle que soit l'interaction mise en jeu, la probabilité d'interaction des nucléons augmente énormément à ultra-haute énergie. Cela induit une augmentation brutale des pertes d'énergie de ces particules, qui affecte directement le spectre en énergie. Sur la figure 1.10, on représente la distance typique de perte d'énergie d'un proton dans le fond diffus cosmologique en fonction de son énergie [21]. Le trait plein marqué PP représente la perte d'énergie due à la production de paires, qui domine jusqu'à  $\sim 4 \times 10^{19}$  eV. A partir de cette énergie, le libre parcours moyen du proton chute violemment, ce qui correspond au seuil de la photoproduction de pions. Cette distance diminue d'un facteur  $\sim 4$  de  $10^{18}$  à  $4 \times 10^{19}$  eV et d'un facteur  $\sim 100$  de  $4 \times 10^{19}$  à  $10^{21}$  eV.

Une des conséquences d'une telle diminution du libre parcours moyen est que les sources observables, pour les particules d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV, sont donc limitées à notre voisinage « proche », d'autant plus que la longueur d'interaction est encore plus faible à grand redshift (seuil plus bas), en raison de la variation de la température du CMB avec ce dernier.

## Interaction des noyaux

Les noyaux subissent également les interactions de production de paires et de photoproduction de pions, auxquelles s'ajoute le processus de photodésintégration [22, 23]. La production de paires a lieu pour un seuil de  $2m_e$  pour le photon dans le référentiel du noyau au repos, ce qui correspond,

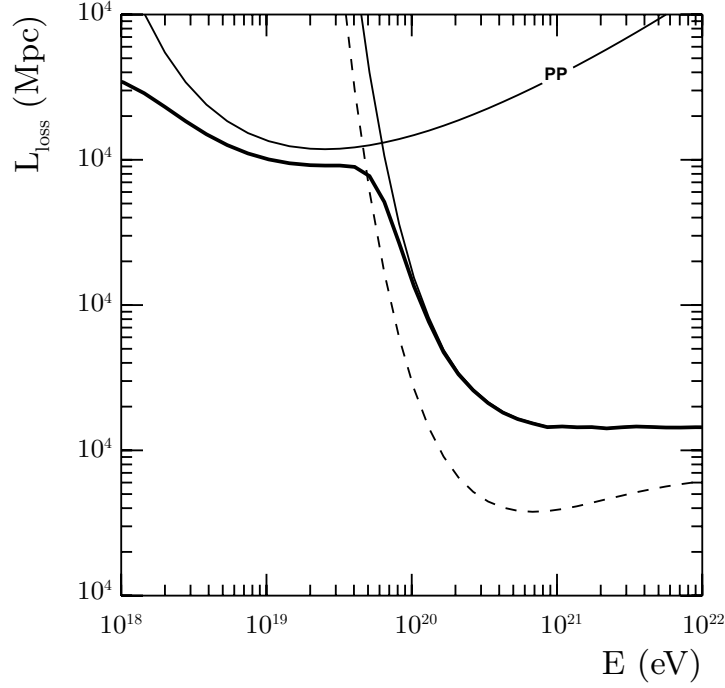


FIG. 1.10 – Libre parcours moyen du proton dans le CMB, en fonction de son énergie initiale. On a représenté en trait plein (fin) la contribution de la production de paires marquée PP, et en pointillé celle de la photoproduction de pions. La courbe en trait gras correspond à la longueur totale de perte d'énergie.

dans le référentiel du labo, à une énergie de l'ordre de  $10^{19}$  eV. Pour des énergies au-dessus de  $10^{20}$  eV, c'est le CMB qui contribue le plus à la photodésintégration, tandis qu'à plus basse énergie, c'est le fond infrarouge qui offre la plus grande opacité. On peut distinguer deux domaines de contributions différents pour le processus de photodésintégration, en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel au repos du noyau. La première contribution correspond à la région de résonance dipolaire géante, pour une énergie dans le centre de masse  $\epsilon' < 30$  MeV, dans laquelle l'émission d'un ou deux nucléons domine. Au-delà, pour  $30 \leq \epsilon' \leq 150$  MeV, on a émission de plusieurs nucléons. Au dessus de cette énergie, qui correspond à une énergie dans le référentiel du laboratoire de l'ordre de  $A \times 5 \cdot 10^{19}$  eV, avec A la masse du noyau, c'est encore la photoproduction de pions qui domine.

La longueur de perte d'énergie typique calculée dans [1] en prenant en compte ces différentes interactions, ainsi que l'effet de redshift, est représentée dans la figure 1.11 pour différents noyaux (voir légende de la figure).

On peut voir qu'il se produit un phénomène similaire à celui des nucléons, à savoir que le libre parcours moyen diminue énormément sur 2 ordres de grandeurs en énergie. Toutefois, cette augmentation de la perte d'énergie apparaît à plus haute énergie que pour les nucléons. Une coupure spectrale similaire à l'effet GZK est donc également attendue dans le cadre de la propagation de noyaux.

Des différentes interactions présentées dans cette partie, la plus importante est bien entendue la photoproduction de pions, responsable du très attendu effet GZK. Son nom anglais « GZK cut-

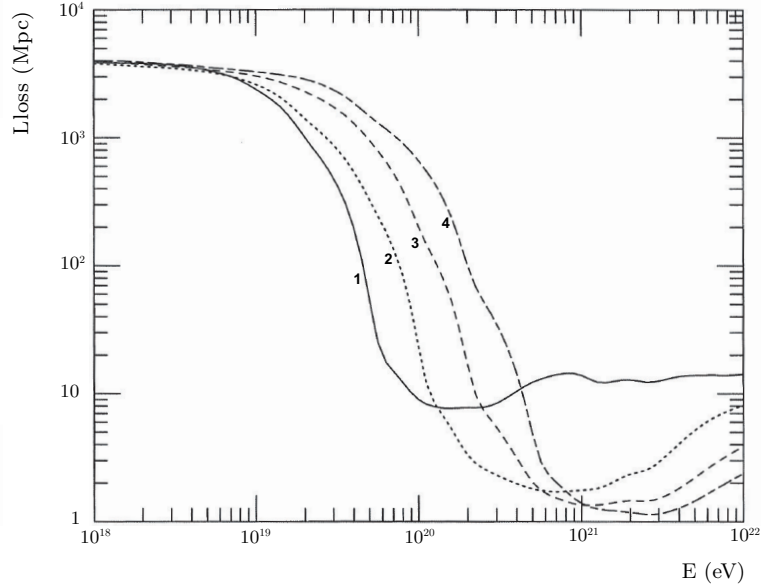


FIG. 1.11 – Distance typique de perte d'énergie en fonction de l'énergie totale du primaire, pour des noyaux d'hélium (1), d'oxygène (2), de Silicium (3) et de fer (4). Tous les processus ont été considérés dans ce calcul, à savoir la photodésintégration, la production de paires, la photoproduction de pions, ainsi que l'effet de redshift.

off », soit coupure GZK en français, peut entraîner une légère confusion quant à l'interprétation de cet effet, puisqu'il ne s'agit pas d'un phénomène empêchant toute particule au dessus d'une certaine énergie de se propager jusqu'à nous, mais plus d'un processus de perte d'énergie entraînant une atténuation subite du flux à haute énergie.

Cela signifie également qu'un proton qui serait détecté à une énergie supérieure à  $10^{20}$  eV a une probabilité dominante d'avoir été créé dans notre voisinage proche.

Puisqu'il s'agit d'un processus de perte d'énergie, les particules ne sont pas perdues, mais translatées à plus basse énergie. On peut ainsi s'attendre à une accumulation de particules, responsable d'une augmentation relativement sensible du flux sur un domaine d'énergie assez étroit. L'énergie précise d'un tel changement d'indice, ainsi que son intensité dépend ensuite de la distance et de l'indice spectral des sources. La figure 1.12 représente cette augmentation pour une distribution de sources uniformes, d'indice spectral 2.7, pour différentes distances de propagation.

Pour un spectre plus dur, ce changement d'indice est plus marqué.

La deuxième remarque importante concerne les produits d'une telle interaction. La production de pions, particules instables, entraînent la création de photons et, plus intéressant dans notre cas, de neutrinos, dits cosmogéniques, ou neutrinos GZK. Ces derniers jouent un rôle important dans notre étude, et nous reviendrons plus en détail sur ce point plus loin dans ce manuscript.

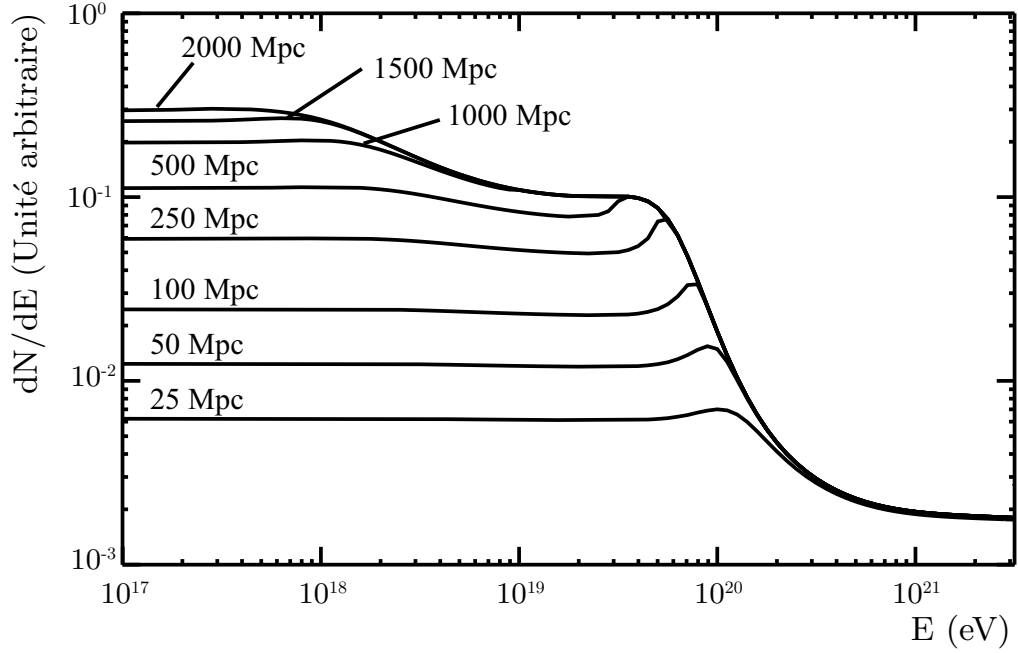


FIG. 1.12 – Modification du spectre en fonction de l'énergie, pour différentes distances de propagation. Les sources sont distribuées de manière uniforme et d'indice spectral  $-2.7$ . Cette figure provient de la référence [24].

### 1.2.2 Déflexion des particules chargées et champs magnétiques

La question des champs magnétiques est d'une importance primordiale dans l'étude du rayonnement cosmique, puisqu'elle est directement liée à celle des sources. En plus des champs magnétiques « ponctuels » observés dans de nombreux objets de l'univers (planètes, étoiles, étoiles à neutrons...), il existe également des champs magnétiques à beaucoup plus grande échelle.

Par ordre croissant de grandeur, on a tout d'abord le champ magnétique galactique, pour lequel les mesures sont nombreuses et relativement précises. L'amplitude typique de ce champ est de l'ordre de  $2 - 11 \mu G$ . Ce dernier possède deux composantes supposées de même amplitude:

- La composante turbulente, qui dépend des propriétés locales de la galaxie, comme les vents stellaires et les explosions de supernovae.
- La composante régulière. Cette dernière peut être aisément observée pour des galaxies voisines, mais paradoxalement, ce n'est pas le cas pour notre propre galaxie, à cause de la position du système solaire à l'intérieur de celle-ci. En conséquent, bien que son ordre de grandeur soit connu, la topologie du champ magnétique, elle, reste essentiellement inconnue.

On a ensuite les champs extragalactiques, pour lesquels les mesures sont bien plus difficiles que pour le champ d'origine galactique.

Tout d'abord, des champs ont déjà été observés dans les amas de galaxies. Toutefois, la valeur de ce champ diffère d'une mesure à l'autre avec un ordre de grandeur autour de  $0.1$  à quelques  $\mu G$  au coeur des amas. On ne sait pas vraiment jusqu'où s'étendent ces champs magnétiques, car il n'existe pas de technique expérimentale capable de répondre à cette question dès que l'on

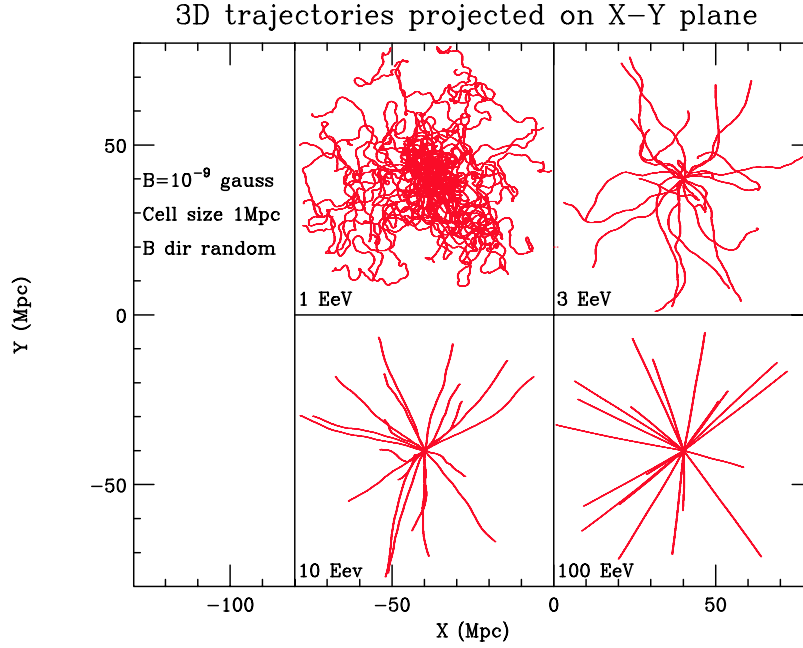


FIG. 1.13 – Représentation en 2 dimensions de la déflexion de protons, de différentes énergies, dans un champ magnétique stochastique d’une amplitude de 1 nG. Pour chaque énergie, 20 protons ont été propagés, avec une direction initiale aléatoire, sur 40 Mpc. La taille des cellules est de 1 Mpc. Pour plus de détails, voir la référence [25].

s’éloigne de plus de quelques centaines de kpc du centre de l’amas.

Il existe également une limite sur des champs magnétiques cohérents à l’échelle cosmologique. Toutefois, ces résultats sont très peu contraignants, et on peut seulement dire qu’il ne semble pas exister de tels champs dont l’amplitude dépasserait l’ordre du nG.

Laissons de côté la question de l’origine de ces champs magnétiques, actuellement plutôt mal comprise, qu’ils soient galactiques ou extragalactiques, et intéressons nous plutôt aux effets de ces derniers sur le rayonnement cosmique.

Le premier effet est bien évidemment la déflexion des particules chargées, qui touche les protons et, de manière encore plus importante, les noyaux plus lourds, du fait de leur charge plus élevée. Cette déviation est responsable d’une isotropisation du flux de rayons cosmiques, laquelle est observée pour les particules de basse énergie (en dessous du genou), supposées d’origine galactique, mais également pour les plus hautes énergies.

Dans notre cas, nous sommes surtout intéressés par les énergies  $E \geq 10^{19}$  eV. Ce n’est d’ailleurs que pour les énergies les plus extrêmes que se pose la question de l’anisotropie. Pour illustrer nos propos, nous représentons sur la figure 1.13 la projection de la trajectoire de 20 protons, propagés dans un champ magnétique stochastique, pour 4 énergies différentes.

Même si l’amplitude du champ utilisé pour cette simulation est faible comparée aux valeurs données plus haut, on voit clairement que les particules de plus basse énergie sont très affectées. Ce n’est que pour les énergies extrêmes qu’un proton peut se propager de manière rectiligne, et donc uniquement pour ces énergies qu’une anisotropie peut apparaître. Une particule d’énergie  $4 \times 10^{19}$  eV, supposée d’origine extragalactique, peut encore subir des déviations allant jusqu’à

$10^\circ$  lors de sa traversée de la galaxie.

La question de l'anisotropie reste encore à l'heure actuelle un sujet ouvert, d'une importance particulièrement grande, puisqu'elle touche directement le problème des sources du rayonnement cosmique.

Un autre effet des champs magnétiques, conséquence des multiples déviations, est que la distance parcourue par les particules chargées pour arriver jusqu'à la terre est beaucoup plus grande que la trajectoire directe (ligne droite). On peut ainsi penser qu'il existe un « retard » à l'arrivée de ces particules, qui limite ainsi la distance des sources ayant pu produire les particules observées actuellement. Ainsi, si l'on considère une source de protons située à 100 Mpc, et un champ stochastique de 1 nG d'amplitude, alors seules les particules d'énergie supérieure à  $5 \times 10^{17}$  eV peuvent se propager jusqu'à nous en moins de  $10^{10}$  années [1].

Rallonger la distance parcourue par un rayon cosmique entraîne également une augmentation de la perte d'énergie totale, qui accentue encore plus l'effet de retard présenté ci-dessus.

On voit donc que l'impact des champs magnétiques sur la compréhension de la physique des rayonnements cosmiques est extrêmement important. Et malheureusement, il reste encore de nombreuses inconnues dans ce domaine qui devront attendre la mise en place de nouvelles expériences, dans un futur plus ou moins lointain [26, 27].

### 1.3 Détection du rayonnement cosmique

Après la création des particules composant le rayonnement cosmique, et leur propagation jusqu'à la terre, il nous faut maintenant parler de leur détection, dernière étape dans l'ordre chronologique (si l'on néglige l'analyse des données).

On ne peut parler de méthode de détection, mais de méthodes de détection, puisque celles-ci sont nombreuses, tout d'abord en fonction du domaine d'énergie auquel on s'intéresse. Cela n'a rien d'étonnant quand on voit les différences de flux ou d'énergie qui existent entre les deux extrémités du spectre.

Nous allons ici passer en revue ces principes d'étude du rayonnement cosmique, en nous attachant plus sur la détection des particules de ultra-haute énergie, pour laquelle nous présenterons brièvement deux grandes expériences « pré-Augér ».

#### Basses énergies: Détection directe

Ce que nous appelons « basses » énergies ici est le domaine s'étendant du GeV à un peu plus de 100 TeV. Il peut sembler inapproprié de regrouper sous un seul et même terme des particules dont les énergies peuvent différer de 5 ordres de grandeur. Mais celles-ci partagent la particularité de permettre une étude directe, c'est à dire la détection du primaire même, et non des produits de son interaction avec l'atmosphère, comme c'est le cas pour les plus hautes énergies. Au lieu de les regrouper sous l'appellation de basses énergies, il serait peut être plus opportun de parler de leur flux, puisque c'est ce dernier qui rend possible une détection directe.

Nous avons déjà présenté au début de ce chapitre l'état des connaissances sur le rayonnement cosmique avant le genou. L'emploi de méthode de détection directe est sans aucun doute un atout permettant des études très détaillées et précises. Elle permet par exemple, comme nous l'avons déjà dit, une étude de la composition du rayonnement cosmique.



Nous ne parlerons pas ici des différentes méthodes de détection utilisées dans les différentes expériences ayant apporté une contribution pour la couverture de ce domaine d'énergie. Il est à notre avis plus intéressant de parler des études qui sont actuellement menées à la limite de ce type de physique, dans la région autour du genou, où la transition entre les méthodes de détection directe et indirecte a lieu.

**L'expérience CREAM** L'expérience CREAM [28] (pour **C**osmic **R**ay **E**nergetics and **M**ass) a été conçue pour permettre la mesure du spectre en énergie de chaque élément du domaine  $Z = 1 - 26$ , c'est à dire de l'hydrogène au fer, le but étant d'étendre les mesures directes de composition du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies que l'on puisse atteindre pour un vol en ballon. L'instrument a été conçu pour posséder une surface de collection suffisamment large, pour permettre la mesure de la charge et de l'énergie des rayons cosmiques jusqu'à une énergie de  $10^{15}$  eV. Ce dernier est alors embarqué sous un ballon de catégorie LDB, permettant des vols de l'ordre de 20 à 30 jours à une altitude de 38 km.

Depuis son premier vol en Décembre 2004, ce détecteur a subi de nombreuses modifications voyant notamment l'arrivée d'une équipe du LPSC, et il affiche actuellement quatre vols à son compteur. Le détecteur CREAM est composé d'un empilement de sous-détecteurs permettant une mesure redondante de la charge ou de l'énergie de chaque particule détectée à l'aide de plastiques scintillants, de systèmes d'imagerie Cherenkov ou encore d'un calorimètre hadronique.

On voit dans cette rapide description que les techniques employées dans un détecteur de type « détection directe », sont très proches de celles utilisées en physique des particules, dans les détecteurs installés auprès de grands collisionneurs.

Pour le moment, les données des derniers vols n'ont pas encore été rendues publiques, et l'analyse suit son cours. On a néanmoins déjà accès aux résultats du premier vol [29], qui s'est déroulé entre Décembre 2004 et Janvier 2005, et a permis d'accumuler 42 jours de données. La figure 1.14 donne un exemple des données obtenues. Celle-ci représente les flux de carbone et d'oxygène mesurés lors de ce premier vol en fonction de l'énergie par nucléon du primaire. Les données donnent un indice spectral de  $-2.6$ .

Les résultats sont encore très préliminaires, mais avec la multiplication des vols, on devrait voir apparaître d'ici peu de nouveaux résultats donnant de précieuses informations sur l'évolution de la composition autour du genou.

## Détection indirecte

Cette méthode de détection concerne la région située au-delà du genou, jusqu'aux énergies les plus extrêmes, pour lesquelles le flux est beaucoup trop faible pour espérer détecter directement les primaires du rayonnement cosmique. Au lieu de cela, on s'intéresse aux produits de leur interaction avec l'atmosphère, qui constituent les grandes gerbes atmosphériques, c'est à dire principalement des électrons (positrons), des photons et des muons.

A partir de la détection des particules secondaires de ces gerbes, on peut en déduire de multiples informations sur la particule primaire.

L'étude des gerbes atmosphériques peut s'effectuer de plusieurs manières différentes. Il existe néanmoins deux méthodes plus couramment utilisées, et ayant déjà apporté de nombreux résultats à la communauté des astroparticules:

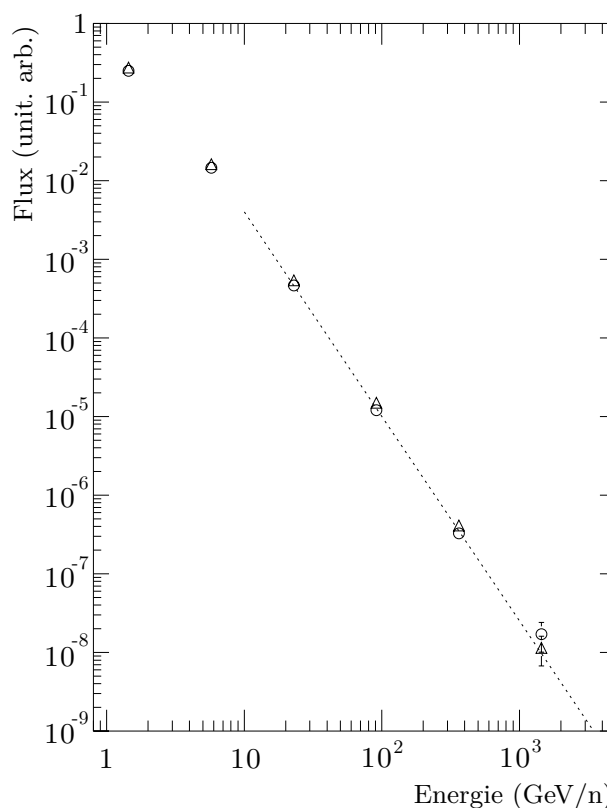


FIG. 1.14 – Flux de noyaux de carbone (triangle) et d'oxygène (cercle) mesurés lors du premier vol de CREAM, en fonction de l'énergie. L'énergie est ici donnée par nucléon.

**i- Détection de la lumière de fluorescence** Lors du développement d'une gerbe atmosphérique, il y a création d'une multitude de particules chargées, qui sont responsables de l'excitation de molécules de diazote de l'air sur leur trajectoire. Ces dernières réémettent alors l'énergie reçue sous forme de lumière de fluorescence, dans le domaine de l'ultraviolet ( $\lambda = 300 - 400$  nm). La détection de fluorescence, comme son nom l'indique, consiste à détecter cette lumière pour remonter aux propriétés du primaire.

Une telle méthode donne ainsi accès à l'énergie déposée par les particules chargées de la gerbe, principalement des électrons et des positrons, qui forment la grande majorité des particules produites. On a ainsi une mesure calorimétrique d'une partie de l'énergie de la gerbe, à partir de laquelle on peut ensuite estimer l'énergie initiale totale. Cette méthode permet également de mesurer l'évolution du nombre de particules de la gerbe durant son développement, appelé profil longitudinal, concept sur lequel nous reviendrons dans le chapitre dédié à la physique des grandes gerbes atmosphériques.

L'estimation de l'énergie implique une connaissance précise de l'émission de ces photons UV dans l'atmosphère. Ce dernier point représente généralement une des plus grandes sources d'incertitudes pour une méthode de ce genre.

Le principal inconvénient de la détection de fluorescence est que celle-ci implique que la prise de données ne peut se faire que par des nuits claires, sans lune, ce qui représente un cycle utile

d'environ 10%. Cette particularité est un handicap du point de vue de l'acceptance qui est ainsi limitée.

Il existe plusieurs expériences ayant eu recours à ce type de détection, la plus célèbre étant sans doute l'expérience Hires [30], située en Utah (USA). La première version de ce détecteur, Fly's Eye était constituée de deux détecteurs, le premier constitué de 67 miroirs de 1.6 mètres de diamètre, sur la surface focale desquels étaient disposés 12 à 14 photomultiplicateurs (PMT) et le second, distant de 3.4 km, composé de 36 miroirs et de 464 PMT au total.

Son évolution, HiRes (pour High Resolution Fly's Eye), comportait deux télescopes de 42 et 22 miroirs, chacun possédant 256 photomultiplicateurs.

Cette expérience a donné de nombreux résultats très intéressants, en particulier sur le spectre en énergie jusqu'à  $10^{20}$  eV. C'est en particulier l'expérience qui détient pour le moment le record de l'évènement le plus énergétique jamais observé, avec une gerbe détectée dont l'énergie a été estimée à  $3 \times 10^{20}$  eV.

**ii- Détection au sol** Contrairement à la méthode précédente, cette dernière ne s'intéresse pas au développement de la gerbe, mais uniquement aux particules secondaires de celles-ci qui atteignent le sol. Un échantillonnage de ces dernières à l'aide d'un réseau de détecteurs permet ainsi une estimation de la direction d'arrivée, ainsi que de l'énergie du primaire.

L'écartement des différents détecteurs du réseau joue sur le seuil de détection de l'expérience. L'estimation de l'énergie du primaire implique le recours à des simulations du développement des gerbes atmosphériques dans l'atmosphère, qui constituent la principale source d'incertitudes pour les expériences de détection au sol, dominée par les incertitudes sur les modèles d'interaction hadronique à haute énergie. Nous reviendrons également sur ce point dans la partie consacrée aux gerbes atmosphériques.

On peut citer ici les expériences KASCADE-Grande [6], Telescope Array [31] ou encore l'expérience AGASA, pour Akeno Giant Air Shower Array [32], est l'exemple le plus récent (hormis Auger évidemment) de la mise en oeuvre d'une telle méthode. Les détecteurs au sol sont ici des scintillateurs, au nombre de 111, séparés de 1 km, dont 27 étaient couplés à un détecteur de muons. Sa surface totale était de  $100 \text{ km}^2$ . AGASA a détecté 7 évènements au-delà de  $10^{20}$  eV, dont le plus énergétique atteint  $1.5 \times 10^{20}$  eV.

## Coupure GZK? - Hires vs AGASA

Des nombreux résultats obtenus par ces deux expériences, le plus attendu était sans doute celui du spectre aux plus hautes énergies, c'est à dire la confirmation ou non de l'effet GZK. Les spectres mesurés pour une énergie supérieure à  $10^{17}$  eV sont représentés sur la figure 1.15 [33].

On voit qu'il y a une incompatibilité entre ces deux spectres. En effet, si le résultat d'Hires semble indiquer une chute brutale du flux au dessus de  $\sim 3 \times 10^{19}$  eV, compatible avec la prédiction de Greisen, Zatsepin et Kuzmin, AGASA par contre reste compatible avec un spectre en loi de puissance d'indice 2.75, qui contredirait ainsi l'effet GZK.

Cette comparaison a ainsi fait couler beaucoup d'encre, et nous tenions également à en parler ici, parce que c'est l'un des points sur lequel l'observatoire Pierre Auger est le plus attendu, car sa statistique importante permettra sans doute de trancher entre les deux hypothèses. Nous discuterons plus loin de ces résultats récents.

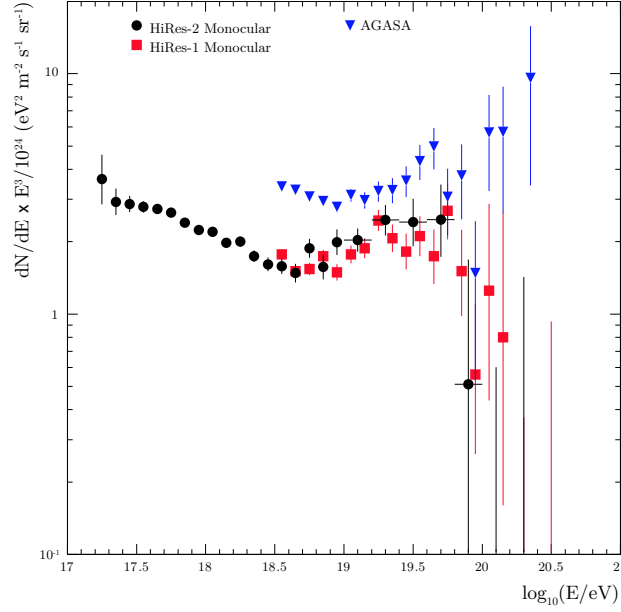


FIG. 1.15 – Spectres du rayonnement cosmique mesurés par les expériences HiRes et Agasa. Le flux est multiplié ici par  $E^3$ , pour mettre en valeur les différents changements de pente.

## Résumé

Dans cette partie, nous avons présenté de manière succincte les différents points liés à la physique des rayons cosmiques, et plus particulièrement aux particules de ultra-haute énergie.

Les grandes questions que l'on peut se poser après ce chapitre sont les suivantes:

- Quelles sont les sources du rayonnement cosmique? A cette question très générale on peut rattacher celle des anisotropies, de l'accélération des particules, ainsi que de l'origine galactique ou extragalactique.
- Quelle est la nature de ces particules?
- L'effet GZK existe-t-il réellement?
- Quelle est la nature et l'origine des champs magnétiques extragalactiques?

Si pour certaines d'entre elles, on commence à avoir des éléments de réponse, la majorité du domaine reste encore mystérieux.

On pourrait évidemment rajouter d'autres questions, mais le but n'est pas ici de dresser une liste exhaustive des différents problèmes existant dans le domaine des astroparticules. Nous rajouterons simplement celle-ci, « Existe-t-il des neutrinos de ultra-haute énergie? », puisque c'est cette question qui a motivé les efforts de nombreuses grandes collaborations, ainsi que le travail présenté dans ce manuscrit.



## Chapitre 2

# Physique des grandes gerbes atmosphériques

Au dessus de  $\sim 10^{15}$  eV, le flux du rayonnement cosmique devient trop faible, ne permettant plus l'utilisation de méthodes de détection directe. Au lieu de cela, on doit s'intéresser aux cascades de particules produites lors de leur interaction avec l'atmosphère terrestre. Ces dernières permettent alors de remonter aux propriétés de la particule initiale. Mais, bien évidemment, cela demande une bonne connaissance de la physique de ces grandes gerbes atmosphériques, et de leur développement. Ce chapitre est une présentation des principaux points touchant à ce domaine.

Les études liées aux gerbes atmosphériques impliquent nécessairement le recours à des simulations détaillées, surtout à ultra haute énergie. Nous parlerons donc également du savoir faire dans ce domaine, ainsi que des différentes incertitudes qui interviennent dans une telle description.

Pour présenter les différents processus à l'oeuvre lors d'un tel phénomène, nous prendrons l'exemple d'un proton d'ultra haute énergie, typique de notre domaine d'étude, qui pénètre l'atmosphère après son long voyage depuis sa création.

### 2.1 Première interaction

La section efficace d'un proton de UHE est extrêmement grande, de telle sorte que ce dernier interagit toujours dans les hautes couches de l'atmosphère. La quantité de matière typique traversée par une telle particule avant interaction est de l'ordre de  $\sim 1 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Le proton interagit donc avec les noyaux des atomes de l'air par interaction forte, et les particules produites lors de celle-ci sont en majorité des mésons, et plus particulièrement des pions, chargés ou neutres. Du fait de l'effet de boost, ces dernières sont très focalisées selon la direction incidente de la particule primaire. Ce sont ces particules qui influenceront ensuite sur le développement de la cascade de particules.

En ce qui concerne la simulation de gerbes atmosphériques, cette première interaction, et plus généralement toutes les interactions hadroniques à très haute énergie, constituent la plus grande source d'incertitudes. Il n'existe en effet pas de données à suffisamment haute énergie pour offrir des valeurs sûres pour les différentes grandeurs qui entrent en jeu dans la simulation de ce genre d'interactions. On a ici affaire d'entrée au principal problème de ce genre de simulations, le choix du modèle d'interaction hadronique à très haute énergie. Il existe en effet différents types de

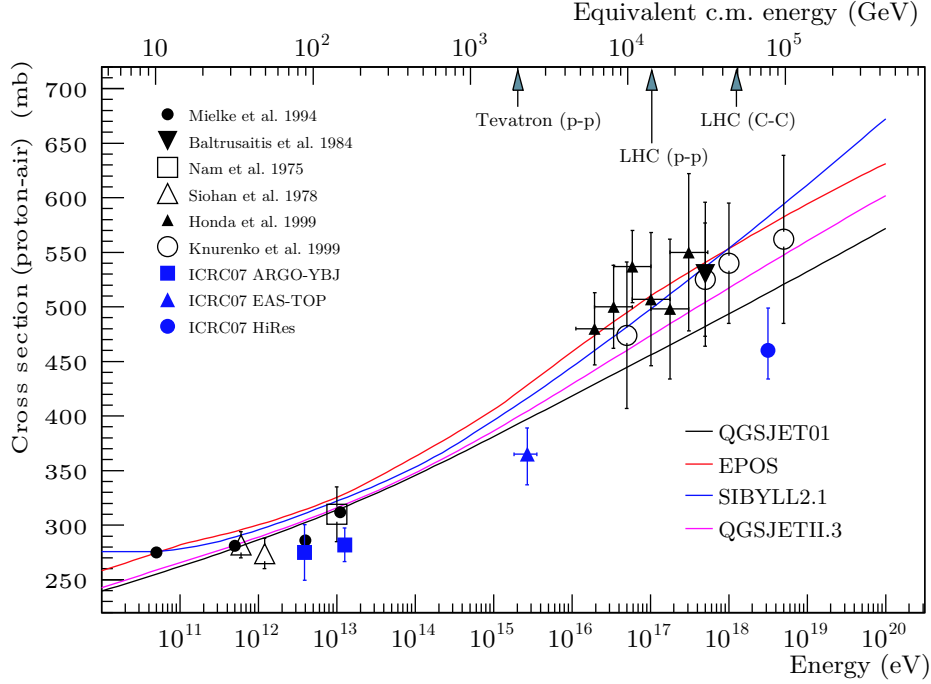


FIG. 2.1 – Valeurs actuelles des mesures obtenues pour la section efficace proton-Air. Les différentes lignes colorées représentent la section efficace obtenue avec différents modèles d’interaction hadronique à haute énergie (voir légende).

modèles cherchant à pallier le manque de connaissances dans ce domaine d’énergie, et donnant accès à différents paramètres nécessaires, dont par exemple :

- Les différentes sections efficaces d’interaction, qui déterminent la probabilité d’interaction des différents hadrons produits. La valeur de ces grandeurs aura une influence sur la vitesse de développement de la cascade de particules.
- L’inélasticité, qui donne la fraction d’énergie emportée par rapport à celle de la particule incidente.
- La multiplicité des différentes interactions, qui donne le nombre de particules produites lors de l’interaction, ainsi que la distribution en énergie de ces particules.

Il existe actuellement 3 principaux modèles d’interaction hadronique, dont l’utilisation est répandue dans le domaine des rayons cosmiques de ultra haute énergie: QGSJET et son évolution QGSJETII [34, 35], SYBILL [36] et le plus récent EPOS [37, 38].

La figure 2.1 présente la section efficace proton-Air calculée par ces différents modèles. Les différents points représentent des valeurs mesurées par différentes expériences. Jusqu’à  $\sim 10^{14}$  eV, les données proviennent de mesures effectuées sur des hadrons non accompagnés [39, 40]. Au-delà de cette énergie, les données proviennent d’expériences basées sur la détection de gerbes atmosphériques.

Comme on peut s’y attendre, la différence augmente sensiblement avec l’énergie, en raison du manque de données fiables.

Les différences entre les modèles d’interaction ne se limitent pas aux sections efficaces bien évidemment. Choisir l’un ou l’autre de ces modèles peut aussi avoir un impact direct sur la

distribution des particules au sol, notamment celle des muons.

Faisons ici une légère digression pour nous intéresser au futur LHC dont le (re)démarrage devrait avoir lieu dans le courant de cette année. Il est de coutume depuis une dizaine d'années de présenter le potentiel de découverte que représente un tel collisionneur pour la communauté de physique des particules, en particulier dans la recherche du boson de Higgs, qui est devenu le but premier des expériences installées aux différents points de collision. Ce n'est pourtant pas les seules études intéressantes que l'on peut y mener. Ainsi, l'opportunité offerte par ces collisions à une énergie encore jamais atteinte en accélérateur, pourrait être également une source de données importantes pour la communauté de physique des astroparticules. Il existe en effet une expérience, du nom de LHCf [41], dont l'un des buts principaux est la mesure de la section efficace de production de pions aux angles avants. Cette mesure serait un résultat extrêmement important puisqu'elle permettrait de contraindre les différents modèles d'interaction hadronique, et ainsi, d'obtenir une description des gerbes atmosphériques beaucoup plus précise qu'elle ne l'a jamais été. Ce détecteur a été conçu pour fonctionner durant la phase de faible luminosité du LHC, c'est à dire presque aussitôt après son véritable démarrage. Les concepteurs de l'expérience s'attendent à obtenir suffisamment de données au bout d'une seule semaine. On peut donc parier que l'on verra bientôt apparaître des résultats qui nous permettront d'améliorer de manière significative la description actuelle du développement des gerbes atmosphériques, ce qui constitue un énorme pas en avant, quand on pense aux implications d'une telle amélioration.

## 2.2 Développement de la gerbe

Nous allons maintenant voir ce qui arrive aux différentes particules créées lors de la première interaction. Celles-ci ont deux alternatives: interagir avec les molécules de l'atmosphère, ou se désintégrer. Une interaction verra de nouveau la création de nombreuses particules, kaons et pions, du fait de l'énergie élevée des différentes particules à ce stade. Les différents hadrons créés lors des interactions successives avec la matière sont produits préférentiellement vers l'avant, ce qui coïncide plus ou moins avec la direction incidente de la particule primaire. Ces particules seront donc concentrées dans l'axe centrale de la cascade de particules, appelé communément le coeur de la gerbe. Ce nom représente bien l'importance de ces particules pour l'ensemble de la cascade. C'est en effet ces dernières, principalement à travers leur désintégration, qui vont influencer le développement de la gerbe.

Ce ne sont en effet pas les hadrons produits lors des différentes interactions qui intéressent les expérimentateurs lors de la détection d'une gerbe de particules, mais les particules issues originellement de la désintégration de ces derniers. Celles-ci sont les photons, les électrons et positrons, et les muons. Ce sont ces dernières qui représentent la quasi totalité des particules de la gerbe, la composition moyenne au sol, pour un primaire de  $10^{20}$  eV, étant approximativement de  $\sim 86\%$  de photons de quelques MeV,  $\sim 13.7\%$  d'électrons et positrons, de  $\sim 0.3\%$  de muons et de quelques fragments nucléaires.

La désintégration des pions chargés produit des muons et des neutrinos, ces derniers étant indétectables bien évidemment:

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \end{array} \right\} \sim 99.99\% \quad (2.1)$$



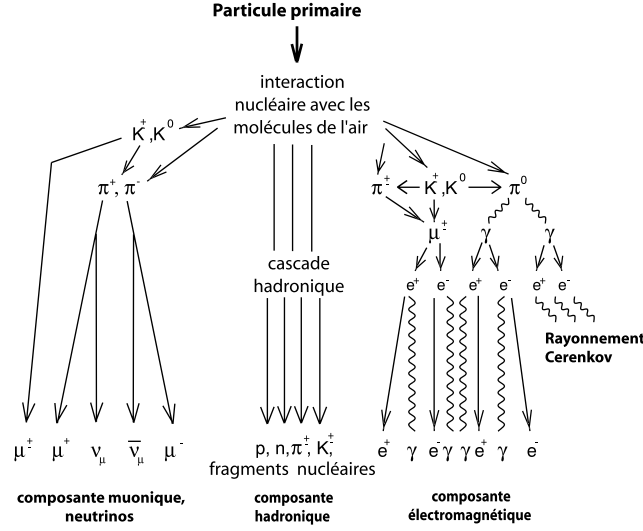


FIG. 2.2 – Schéma du développement d'une gerbe initiée par un primaire de type proton. Les différentes grandes composantes ont été séparées.

Les désintégrations des kaons chargés produisent de nombreux états finals à deux ou trois particules. Les deux principaux canaux sont:

$$\left. \begin{array}{l} K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \end{array} \right\} (63.43\%) \quad \left. \begin{array}{l} K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \\ K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \end{array} \right\} (21.13\%) \quad (2.2)$$

Les autres canaux contiennent également de nombreux pions, susceptibles d'interagir, ou de se désintégrer à leur tour. C'est également le cas des kaons neutres, comme on peut le voir ci-dessous:

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e (38.79\%) \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu (27.18\%) \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (21.08\%) \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (12.56\%) \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- (68.6\%) \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^0 (31.40\%) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Le cas le plus intéressant est celui du pion neutre. En effet, ce dernier se désintègre presque intégralement en deux photons:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma (98.8\%), \quad (2.4)$$

ces derniers interagissant ensuite pour créer des paires  $e^+e^-$ , qui redonneront à leur tour des photons, et ainsi de suite.

Ce processus est donc celui qui est à l'origine de la composante électromagnétique de la gerbe, qui représente plus de 99% des particules de cette dernière.

Une manière simple d'étudier le développement d'une gerbe serait de ne considérer que les pions produits lors des interactions hadroniques, puisque ces derniers sont dominants parmi les particules secondaires. On peut alors considérer qu'en moyenne tous les pions chargés interagissent, et que tous les pions neutres se désintègrent, du fait de leur temps de vie extrêmement faible.

Dans une simulation, ce n'est bien évidemment pas de cette manière qu'est traité le problème, puisque toutes les particules et tous les processus sont pris en compte pour la meilleure description possible. Cette description simplifiée nous permet par contre de comprendre pourquoi la composante électromagnétique est si dominante dans une gerbe atmosphérique: c'est principalement une conséquence du temps de vie extrêmement faible des  $\pi^0$ .

Le développement de la gerbe se fait donc de cette manière. Des hadrons sont produits près du coeur, et ces derniers, par leur désintégration, alimentent les composantes électromagnétique et muonique de la gerbe. Leurs interactions alimentent la composante hadronique centrale. La figure 2.2 présente un schéma de ce développement.

Pour le moment, les seules interactions dont nous avons parlé sont les interactions liées au modèle d'interaction hadronique choisi, qui concerne uniquement les baryons et mésons de la gerbe. Ces interactions sont extrêmement importantes, puisque comme on l'a dit plus haut, c'est cette composante hadronique qui alimente la gerbe en muons, photons et électrons. Toutefois, le développement de ces composantes est tout aussi fondamental. En effet, si l'on sait maintenant que les pions neutres permettent d'apporter des particules à la composante électromagnétique, il nous faut obligatoirement aussi nous intéresser au développement de cette dernière. Pour cela, nous devons introduire les différentes interactions qui interviennent durant la propagation de ces particules dans l'atmosphère. C'est le sujet de la section suivante, dans laquelle nous présentons les différentes interactions et processus de perte d'énergie s'appliquant aux différentes particules de la gerbe.

## 2.3 Interactions et pertes d'énergie

### Pertes d'énergie par ionisation

Lors de leur propagation, les particules chargées perdent de l'énergie par ionisation. La description de ce type de perte d'énergie est très bien connue, puisqu'il s'agit de la célèbre formule de Bethe-Bloch. La forme exacte de cette formule pour des particules plus lourdes que l'électron peut s'écrire:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi\mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) (\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}), \quad (2.5)$$

où  $\mathcal{N}_A$  est le nombre d'Avogadro,  $r_e$  et  $m_e$  sont respectivement le rayon classique et la masse de l'électron,  $c$  la vitesse de la lumière,  $ze$  est la charge de la particule considérée,  $Z$  et  $A$  le numéro et la masse atomique du milieu,  $I(Z)$  le potentiel d'ionisation du milieu.  $T_{\max}$  est l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée à un électron libre lors d'une collision, et s'écrit:

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}, \quad (2.6)$$

avec  $M$  la masse de la particule incidente, et  $\beta$  et  $\gamma$ , respectivement, la vitesse (en unités naturelles), et  $\gamma$  le facteur de Lorentz de cette dernière.

Le terme  $\delta$  sert à introduire une correction due à l'effet de densité paramétrée par Sternheimer et al. [42].

Cette perte d'énergie concerne les différents hadrons de la gerbe, ainsi que les muons. Son effet est peu important à haute énergie, et pour les particules les plus lourdes.

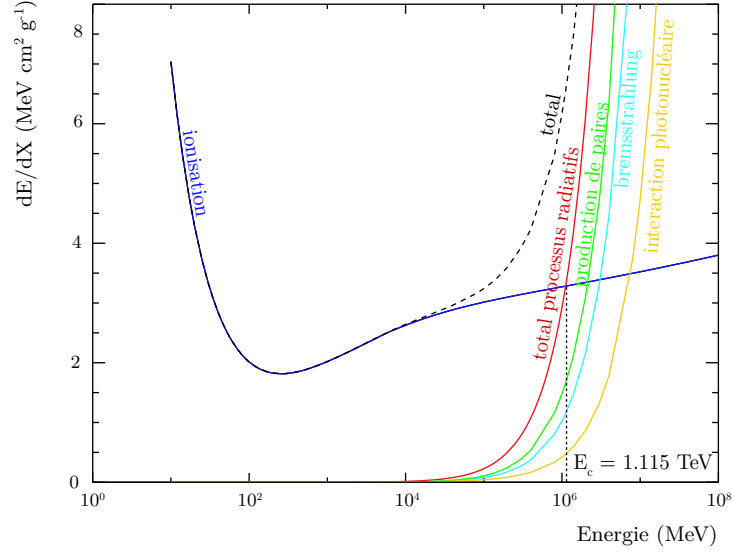


FIG. 2.3 – Contribution des différents processus à la perte d'énergie des muons dans l'atmosphère, en fonction de l'énergie de ces particules.  $E_c$  est l'énergie critique au-dessus de laquelle les pertes radiatives deviennent plus importantes que les pertes par ionisation.

Dans les différentes simulations, ce type d'interaction doit être pris en compte pour les mésons, et pour les muons, mais elle peut être négligée pour les quelques noyaux ou nucléons, car la perte d'énergie par ionisation est faible devant l'énergie de ces particules.

Elles doivent également être prises en compte pour les électrons et positrons, mais sous une forme légèrement différente, du fait de la faible masse de ces particules. Nous y reviendrons plus tard.

Pour les différents hadrons créés dans la gerbe, il n'y a pas d'autres termes de perte d'énergie importants à prendre en compte, ce qui n'est évidemment pas le cas pour les autres particules. Continuons tout d'abord avec les muons.

### 2.3.1 Interactions des muons

#### Processus radiatifs

En plus de l'ionisation ci-dessus, et de la désintégration, il existe 3 autres processus à prendre en compte pour la description de la propagation de muons de haute énergie: le bremsstrahlung, la création de paire  $e^+e^-$  et l'interaction photonucléaire. L'importance de ces différentes interactions pour la perte d'énergie du muon est représentée par la figure 2.3. Pour les énergies qui nous intéressent ici, c'est surtout le phénomène de perte par ionisation qui sera important.

L'implémentation de ces différents processus dans une simulation est aisée, car les sections efficaces d'interaction, et leur inélasticité sont bien connues. L'interaction photonucléaire fait intervenir l'expression de la fonction de structure nucléaire, que l'on peut obtenir à partir de la fonction de structure du proton. Comme nous le verrons plus tard dans ce manuscrit, ce point peut introduire de grandes incertitudes à très haute énergie, ce qui n'est pas le cas ici, les données étant suffisantes pour permettre une description précise du phénomène. Toutefois, comme on

peut le voir sur la figure précédente, cette dernière interaction est plutôt rare, et peut même être négligée dans le cas de muons produits dans une gerbe atmosphérique.

De manière générale d'ailleurs, les muons sont des particules qui interagissent peu, et constituent la composante la plus pénétrante des grandes gerbes atmosphériques. C'est un point sur lequel nous reviendrons plus tard.

### Diffusion Coulombienne multiple

Les muons, et en général toutes les particules chargées, sont diffusées par le champ électrique coulombien des noyaux contenus dans l'atmosphère. Toutefois, du fait de leur masse importante, ce phénomène peut être négligé pour les noyaux, ce qui n'est pas le cas pour les muons. La distribution angulaire de la diffusion multiple est décrite par la théorie de Molière [43]. Dans le code de simulation CORSIKA, sur lequel nous reviendrons plus tard, la procédure de tirage aléatoire de l'angle de diffusion est basée sur le code de simulation GEANT3.

### Déflexion dans le champ géomagnétique

Pour les muons, le changement de trajectoire induit par la propagation dans le champ magnétique terrestre est un processus dont il faut tenir compte. Ce sont en effet des particules qui se propagent en moyenne sur des distances beaucoup plus grandes que les autres particules présentes dans une gerbe atmosphérique. La déflexion à l'intérieur du champ magnétique terrestre peut donc être importante.

Dans la limite des faibles déflexions, une particule de charge  $Z$  et d'impulsion  $\vec{p}$ , se propageant sur une distance  $l$  dans un champ magnétique  $\vec{B}$ , subit un changement d'angle  $\alpha$ , qui pointe dans la direction de la normale au plan défini par les vecteurs  $\vec{p}$  et  $\vec{B}$ . Ce dernier s'écrit :

$$\alpha \simeq \frac{lZ}{p^2} \left\| \vec{p} \times \vec{B} \right\| \quad (2.7)$$

Dans les simulations, ce processus est bien évidemment pris en compte. Les valeurs des différentes composantes du champ magnétique terrestre peuvent être obtenues, quel que soit le lieu, sur le site de la NOAA (**N**ational **O**ceanic and **A**tmospheric **A**dministration) [44].

### Désintégration

En plus des différents phénomènes présentés ci-dessus, un muon peut bien évidemment se désintégrer, lorsque son énergie devient trop faible. La durée de vie de cette particule ( $2.2 \mu s$  dans son centre de masse) est une des explications de son pouvoir de pénétration dans l'atmosphère. Un muon se désintègrera presque 100% du temps selon le canal  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ .

### 2.3.2 Photons et électrons: Gerbe électromagnétique

Le développement de la composante électromagnétique de la gerbe est basé sur des processus très bien décrits. La simulation de cette partie de la gerbe est donc moins sujette aux incertitudes que le reste des phénomènes présentés précédemment. Les interactions que nous allons présenter ci-dessous sont aussi celles qui gouvernent le développement de gerbes déclenchées par des primaires de type photon.

Le développement d'une gerbe électromagnétique est basé sur deux processus principaux: la production de paires, pour les photons, et le bremsstrahlung pour les électrons. Ces deux interactions permettent de définir le mécanisme de développement: un photon crée une paire  $e^+e^-$ , qui redonnent à leur tour des photons par bremsstrahlung, ces derniers pouvant à nouveau interagir par production de paires, et ainsi de suite, ce qui initie le développement d'une cascade de photons et d'électrons. Cette description est bien entendue un résumé très simplifié du problème, mais permet de présenter de manière simple le phénomène.

Si les deux interactions citées ci-dessus sont les plus importantes, c'est parce que ce sont elles qui permettent la création de nouvelles particules, et l'expansion de la gerbe. Mais ce ne sont toutefois pas les seuls processus pertinents pour les particules considérées, comme nous allons le voir ci-dessous.

### Interactions des photons

Nous présentons ici les différents processus par lesquels un photon est susceptible d'interagir. Nous les classerons par ordre croissant d'importance.

**Diffusion Rayleigh** La diffusion Rayleigh est la diffusion des photons par les atomes ou les molécules du milieu, ici l'atmosphère. Une condition nécessaire à cette interaction est que la taille du centre diffuseur soit du même ordre de grandeur que la longueur d'onde du photon considéré. Ce processus ne représente un intérêt que pour les photons de plus basse énergie. Pour les photons d'une gerbe atmosphérique, il est totalement négligeable.

**Diffusion de Mie** La diffusion de Mie est une généralisation de la diffusion Rayleigh, qui permet d'expliquer la diffusion de la lumière par des centres diffuseurs de taille plus importante. Dans notre cas, cela correspond à la diffusion des photons par les aérosols contenus dans l'atmosphère. Comme pour l'effet précédent, ce dernier est négligeable pour une gerbe électromagnétique.

**Effet photoélectrique** L'effet photoélectrique est l'absorption d'un photon par un électron des couches internes d'un atome, résultant en l'éjection de l'électron considéré, et l'ionisation de l'atome:

$$\gamma + \text{atome} \rightarrow e^- + \text{ion}^+.$$

Comme pour la diffusion Rayleigh, ce processus est totalement négligeable pour les gerbes atmosphériques.

**Diffusion Compton** Ce processus très bien connu correspond à la diffusion d'un photon par un électron de la matière:

$$\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-.$$

Cette interaction entraîne une diffusion du photon d'un angle  $\theta$  compris entre 0 et  $\pi$ , ainsi qu'une perte d'énergie. Contrairement aux deux autres processus cités ci-dessus, celui-ci n'est pas totalement négligeable, tout du moins pour les photons de plus basse énergie.

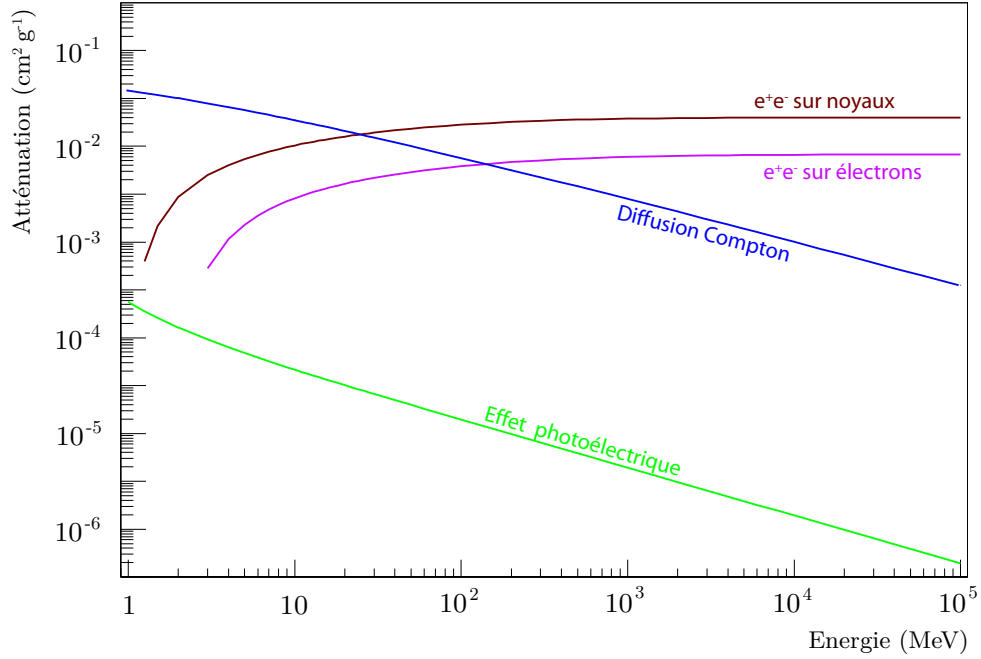


FIG. 2.4 – Atténuation d'un photon d'une gerbe atmosphérique en fonction de son énergie. Tous les processus cités dans cette section y sont représentés, sauf la diffusion Rayleigh. Par ordre croissant d'importance on a : l'effet photoélectrique en vert, la diffusion Compton en bleu, la production de paires dans le champ électronique en violet et la production de paires dans le champ du noyau en rouge.

**Création de paires** La création de paires correspond à la matérialisation d'un couple de photons en une paire  $e^+e^-$  :

$$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-.$$

La section efficace d'un tel processus est très facile à calculer de manière exacte, et correspond aux exemples de base des calculs effectués en QED. Mais, dans ce cas précis, la situation est un peu compliquée par le fait que le photon de la gerbe interagit en fait avec un photon virtuel, généré par le champ électrique d'un noyau. Bien que le noyau ne participe pas à la réaction, cela entraîne des subtilités pour le calcul de la section efficace d'interaction, notamment parce que les caractéristiques du photon virtuel ne sont plus fixes, mais appartiennent à une distribution, dépendant des caractéristiques du noyau. La section efficace totale est obtenue par intégration sur la distribution de photons virtuels. De plus, le noyau n'étant pas libre, il convient également d'apporter une correction pour l'effet d'écrantage.

Il faut noter que la création de paires peut également avoir lieu dans le champ d'un électron, mais cet effet est moindre comparé à l'interaction dans le champ d'un noyau, simplement à cause des différences de valeurs des champs coulombiens respectifs.

Sur la figure 2.4, nous avons représenté la contribution à la perte d'énergie d'un photon, en fonction de l'énergie, pour les processus présentés ci-dessus, hormis la diffusion Rayleigh.

On pourrait diviser cette figure en 2 zones à l'aide d'une ligne verticale, à  $E = 25$  MeV. Au-dessus de cette énergie, le photon interagit de manière prédominante par création de paires, et contribue donc au développement de la gerbe de particules. En dessous, c'est la diffusion Compton

qui prend le pas. On peut alors considérer que le photon ne fait plus que perdre de l'énergie, sans contribuer à la création de nouvelles particules. De manière générale, au début de la gerbe, la population de photons sera assez faible, mais d'énergie moyenne élevée, cette énergie moyenne diminuant à mesure que la gerbe électromagnétique se développera. On peut considérer que le développement de la gerbe s'arrêtera lorsque cette énergie moyenne sera inférieure à  $\sim 25$  MeV, et que l'on passe alors dans une phase d'atténuation. Bien entendu, le véritable phénomène est un peu plus compliqué.

Pour les très hautes énergies, un autre processus doit être pris en compte dans les codes de simulation. Il s'agit de la création de paires  $\mu^+\mu^-$ , qui bien qu'elle soit dominée est importante pour décrire le contenu muonique des gerbes électromagnétiques à ultra haute énergie.

### Interactions des électrons et positrons

Comme pour les photons, les électrons peuvent subir de nombreuses interactions, mais seules certaines seront importantes.

**Processus négligeables** On considère les processus pour les électrons et les positrons. Ces deux particules peuvent tout d'abord interagir par diffusion élastique sur un électron de la matière:

$$e^\pm e^- \rightarrow e^\pm e^-.$$

Ces processus portent les noms de diffusions Møller et Bhabha, pour les électrons et les positrons respectivement.

Ces dernières particules peuvent, quant à elle, également s'annihiler avec un électron de la matière. Ce processus donne naissance à deux photons.

Les interactions présentées ici ne contribuent aux pertes d'énergie qu'à très basse énergie. Mais, comme nous le verrons, celles-ci sont alors totalement dominées par les pertes par ionisation.

**Pertes d'énergie par ionisation** Les électrons et positrons étant des particules chargées, ils connaissent donc aussi des pertes par ionisation. Toutefois, la formule décrivant ces pertes est différente de celle présentée plus haut, car ici, la masse du projectile et de la cible est la même.

En effet, l'ionisation implique l'interaction avec un électron de la matière, et le calcul de base considère que la particule incidente est infiniment lourde comparée à un électron. Si c'est bien une approximation acceptable pour toutes les particules vues jusqu'à présent, ça ne l'est bien évidemment pas pour les électrons.

La formule de Bethe-Bloch est donc modifiée afin de tenir compte de cette différence:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi\mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right), \quad (2.8)$$

avec  $T = E - m_e$  l'énergie cinétique de l'électron incident.

Pour les positrons, ce paramétrage est encore différent, et s'écrit:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi\mathcal{N}_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T}{2I^2(Z)} + \frac{\beta^2}{24} \left( 23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right). \quad (2.9)$$

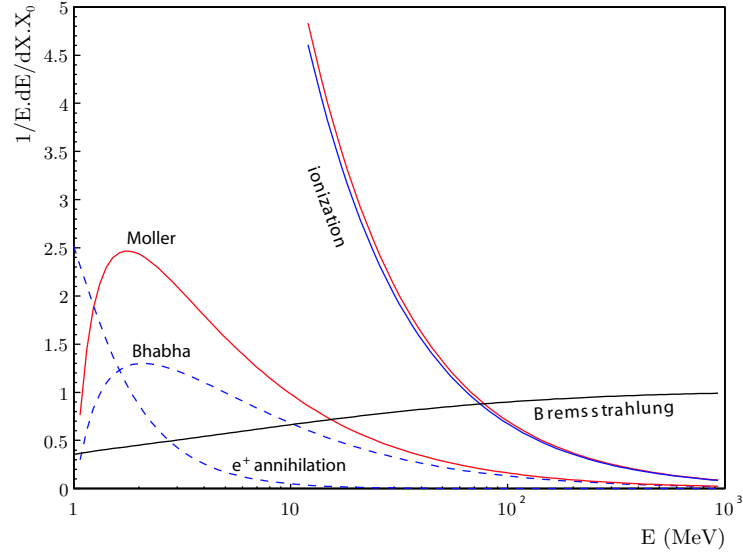


FIG. 2.5 – Pertes d'énergie d'un électron en fonction de son énergie. Les différents processus présentés précédemment ont été représentés, avec, en rouge les pertes de l'électron, et en bleu, celles du positron. Les courbes représentent la perte d'énergie par unité de quantité de matière traversée, divisée par  $E$ .

L'ionisation correspond au processus  $e^\pm + \text{atome} \rightarrow \text{ion}^+ + 2e^-$ . Les électrons émis lors de cette interaction sont appelés rayons  $\delta$ . Ces derniers, s'ils sont émis avec une énergie suffisamment grande, peuvent à leur tour interagir. Ces particules peuvent être prises en compte dans les simulations par soucis de détail.

**Bremsstrahlung** Comme la production de paires pour un photon, le bremsstrahlung correspond à l'interaction de l'électron avec le champ du noyau. On peut considérer que cette interaction s'écrit:

$$e^\pm \gamma^* \rightarrow e^\pm \gamma.$$

Cela correspond en quelque sorte à la diffusion d'un photon virtuel par un électron, au cours de laquelle le photon devient réel. Le calcul de la section efficace Bremsstrahlung est très proche de celui de la production de paires, et comme pour cette interaction, bien connu. On prend en compte l'effet d'écrantage comme précédemment, ainsi que le fait que le noyau n'est pas ponctuel.

Le bremsstrahlung est le phénomène dominant pour les électrons à haute énergie, où il prend le pas sur l'ionisation

Comme pour les photons, nous avons représenté les pertes d'énergie d'un électron en fonction de son énergie figure 2.5, pour les différents processus présentés ci-dessus. On y voit comme précédemment deux régimes. Au-dessus d'une centaine de MeV, le bremsstrahlung domine, et comme précédemment, les électrons contribuent alors au développement de la gerbe par l'apport de photons, qui peuvent réintégrer par production de paires. En dessous de cette énergie, on entre dans le mode atténuation, avec une domination des pertes par ionisation. Les courbes de ce graphique ont été multipliées par la grandeur  $X_0$ , appelée longueur de radiation. Cette dernière est liée aux interactions de production de paires et bremsstrahlung et représente la quantité de



matière nécessaire pour qu'un électron perde  $\sim 63\%$  de son énergie. Dans l'air, pour des conditions normales de température et de pression, elle vaut:

$$X_0 = \left( 4\alpha \mathcal{N}_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \ln(183Z^{-1/3}) \right)^{-1} \simeq 36.66 g.cm^{-2}. \quad (2.10)$$

En plus des interactions présentées ci-dessus, le traitement des électrons doit également prendre en compte la diffusion coulombienne multiple, décrite par la théorie de Molière, qui est encore plus importante que pour les muons, et ce en raison de la faible masse des électrons et positrons. Ce point est bien entendu traité dans les codes de simulation.

### Effet LPM

Si l'on parle des interactions et du développement des gerbes électromagnétiques, il convient alors également de présenter l'effet LPM[47, 48]. Ce dernier tire son nom des physiciens Landau, Pomeranchuk et Migdal, et a des conséquences importantes sur l'interaction des photons et des électrons à très haute énergie, diminuant la section efficace d'interaction par bremsstrahlung ou production de paires.

Cela vient du fait qu'à haute énergie, pour les photons et les électrons, la longueur de cohérence devient du même ordre de grandeur que la distance interatomique, ce qui entraîne un phénomène de diffusion multiple de la particule incidente, dont l'effet principal est de conduire à une suppression des deux interactions citées. Cet effet possède un seuil en énergie, qui dépend de la densité du milieu dans lequel a lieu la propagation. Celle-ci s'écrit:

$$E_{\text{LPM}} = 7.7 \text{ TeV cm}^{-1} \times \frac{X_0}{\rho}. \quad (2.11)$$

Un tel phénomène aura un effet non négligeable sur le développement des gerbes aux plus hautes énergies, plus particulièrement pour les gerbes de photons, mais également pour les gerbes générées par un noyau d'énergie supérieure à  $\sim 10^{20}$  eV.

### 2.3.3 Interactions hadroniques à basse énergie

Les modèles d'interaction hadronique présentés plus haut sont valables dans la limite des très grandes énergies. Aux plus basses énergies, d'autres modèles sont généralement utilisés, tels que GHEISHA [45] ou FLUKA [46], le dernier étant quelque peu plus robuste.

Ces modèles sont utilisés pour des énergies inférieures à la centaine de GeV. Contrairement aux précédents modèles, à ces énergies, les données permettent d'obtenir une description plutôt précise.

## 2.4 Evolution de la gerbe

Au travers des processus présentés précédemment, il est aisé d'appréhender le principe du développement d'une gerbe. Une composante hadronique centrale se développe, d'énergie moyenne d'autant plus faible que la quantité de matière traversée depuis la première interaction est importante. Ce coeur de gerbe composé de hadrons et mésons a pour principal effet d'alimenter les

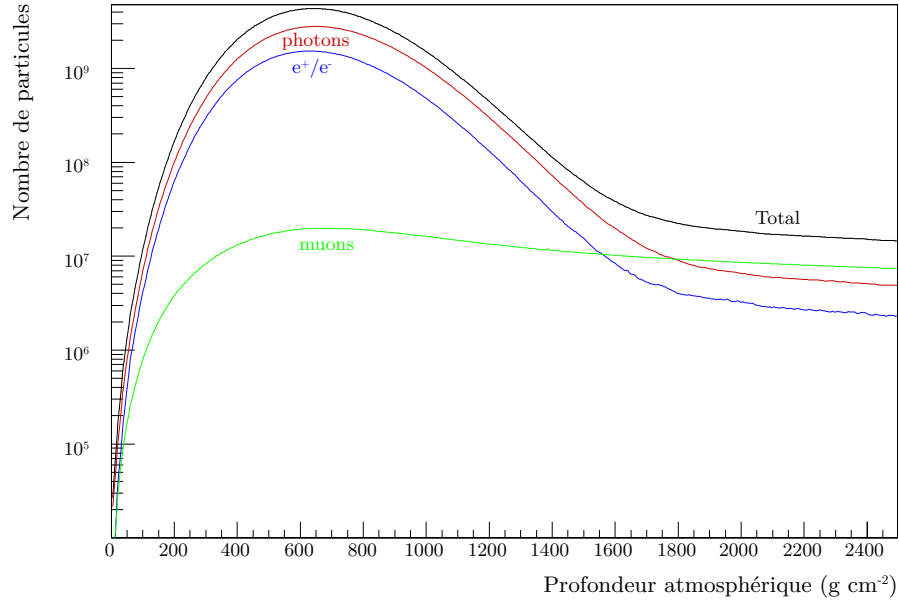


FIG. 2.6 – Profils longitudinaux pour trois types de particules de la gerbe. La courbe rouge représente les photons, la courbe bleue les électrons et positrons, et la courbe verte les muons. La ligne noire correspond au profil longitudinal total. Ces profils ont été obtenus avec CORSIKA, en appliquant une coupure en énergie à 1 GeV.

composantes muonique et électromagnétique. C'est l'évolution de ces dernières qui nous intéresse le plus, car ce sont les particules que l'on va détecter par la suite.

De manière simple, la composition totale de la gerbe est dominée par la gerbe électromagnétique, et ensuite par les muons. Toutefois, la composante électromagnétique est relativement vite atténuée. Cela signifie qu'à partir du moment où il n'y a plus de  $\pi^0$  créés, cette dernière diminuera plutôt vite, contrairement à la composante muonique, particules beaucoup plus pénétrantes. En moyenne, pour un proton dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, on peut considérer que la composante électromagnétique domine pendant  $\sim 2000 \text{ g.cm}^{-2}$ .

### Profil longitudinal

Quand l'on parle de l'évolution d'une population de particules données au cours du développement de la gerbe, il convient d'introduire le concept de profil longitudinal. Ce dernier est le nombre de particules de la gerbe en fonction de la quantité de matière traversée. Il convient de distinguer dans ce cas le profil des différentes particules dont l'évolution n'est pas identique.

Sur la figure 2.6, nous avons représenté de tels profils pour les photons, électrons/positrons et muons d'une gerbe initiée par un proton de  $10^{20} \text{ eV}$ .

Cette figure met en avant plusieurs points. Tout d'abord la composante électromagnétique est bien la plus importante pour des quantités de matière traversées peu importantes. Le profil des photons et des  $e^\pm$  est très similaire, ce qui est logique compte tenu de leur évolution couplée. On voit également la différence dans le développement de la composante muonique par rapport aux particules précédentes. Celle-ci diminue beaucoup moins vite après être passée par le maximum. Ainsi, pour une quantité de matière importante c'est cette composante qui devient dominante et

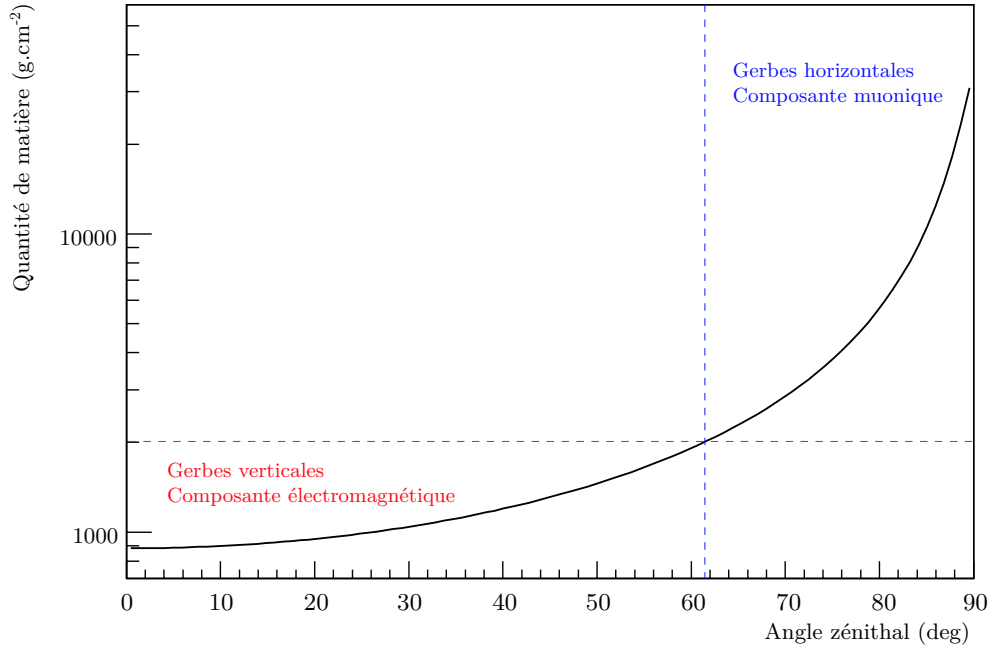


FIG. 2.7 – Quantité de matière traversée entre le sommet de l’atmosphère et l’altitude du détecteur de surface de l’observatoire Pierre Auger, en fonction de l’angle zénithal en degré. Le trait pointillé rouge correspond à  $2000 \text{ g.cm}^{-2}$ , qui correspond en moyenne à la limite de vie de la composante électromagnétique. La ligne bleue marque la frontière entre gerbes verticales et gerbes horizontales.

qui va donc influencer la détection de la cascade de particules.

Sur la figure 2.7, nous avons représenté la quantité de matière traversée entre le sommet de l’atmosphère et le niveau de la mer, en fonction de l’angle zénithal. La ligne rouge correspond à  $2000 \text{ g.cm}^{-2}$  depuis le sommet de l’atmosphère, limite au dessus de laquelle la composante électromagnétique devient négligeable. Cette limite correspond à un angle zénithal de  $\sim 60^\circ$ . Ainsi, au dessus de cet angle, les gerbes seront composées principalement de muons et non plus de photons ou électrons. A Auger, ce dernier sert de frontière entre les gerbes dites « verticales », d’angle zénithal inférieur à  $60^\circ$ , avec une importante composante électromagnétique, et les gerbes « horizontales », de grand angle zénithal, dont le front est dominé par les muons de haute énergie. Du fait de leurs caractéristiques profondément différentes, celles ci doivent être étudiées séparément. Bien sur, la frontière n’est pas nette, mais en moyenne cela correspond bien à la réalité.

**Maximum de développement -  $X_{\text{max}}$**  Si l’on parle de profil longitudinal, on doit alors impérativement parler aussi de la notion de  $X_{\text{max}}$ . Cette grandeur comme son nom l’indique correspond à l’altitude (à la quantité de matière) à laquelle la gerbe atteint son nombre de particules maximal, correspondant aussi au maximum de la composante électromagnétique. Cette variable joue un rôle important dans la détection à l’aide d’un détecteur de fluorescence, puisqu’elle est liée au nombre maximal de particules de la gerbe, qui rentre en jeu dans l’estimation de l’énergie à partir de la mesure de la lumière de fluorescence. Elle est également utilisée dans le cadre de l’étude de composition. La position du maximum de la gerbe est en effet sensible au type du primaire et pourrait permettre par exemple de distinguer une gerbe issue d’un proton d’une gerbe induite par

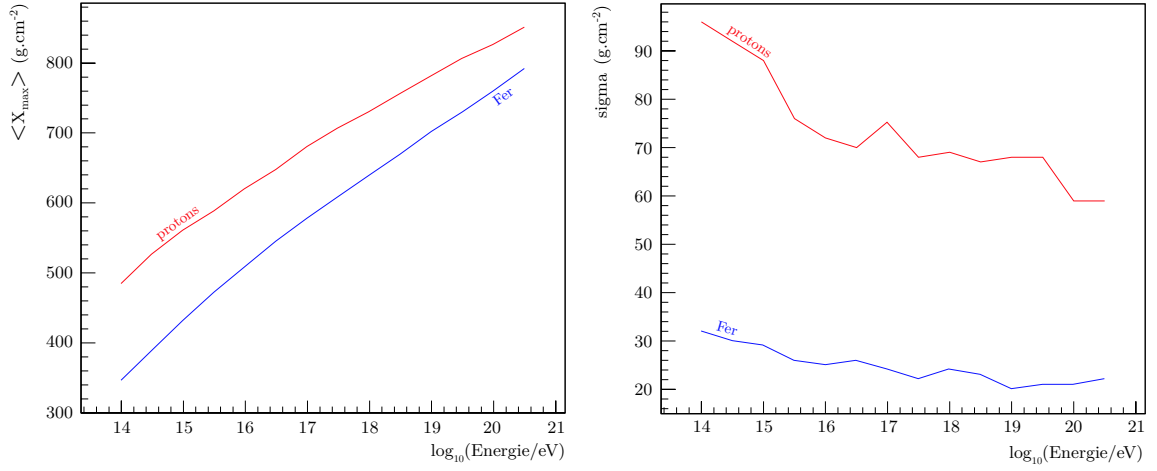


FIG. 2.8 – Gauche: Profondeur de développement maximal moyenne en fonction de l'énergie, pour des gerbes initiées par des primaires de type proton (en rouge) et Fer (en bleu). Droite: Déviation standard du  $X_{\max}$  en fonction de l'énergie. Le code couleur est le même que précédemment.

un noyau de Fer.

Le développement de la cascade de particules étant basé sur des processus d'interaction stochastiques, la position du maximum pour une gerbe n'est bien entendu pas fixe, et varie d'une gerbe à l'autre.

**Notions de fluctuations** La première source de fluctuations d'une gerbe atmosphérique est la position du point de première interaction, qui varie d'un primaire à l'autre, pour une énergie identique et un même type de primaire. Les fluctuations viennent ensuite des différentes interactions mises en jeu dans le développement de la gerbe. En règle générale, celles-ci sont plus importantes à faible qu'à grande énergie, ce qui est logique, compte tenu du nombre grandissant de particules mises en jeu.

L'étude des fluctuations passent par l'utilisation de simulations numériques des gerbes atmosphériques, qui permettent de reproduire le caractère stochastique des différentes interactions. La position du  $X_{\max}$  dépend alors du modèle d'interaction utilisé, mais dans l'ensemble, le comportement des fluctuations est peu sensible à ce choix.

Les fluctuations dépendent également du type de primaire considéré. Les gerbes issues d'un noyau de Fer seront ainsi soumises à des fluctuations plus faibles que des gerbes de proton, pour une même énergie initiale. Cela peut se comprendre aisément si l'on considère que l'énergie d'un proton est portée par un unique nucléon, tandis que celle d'un noyau de Fer est répartie entre 56 nucléons. Pour une énergie  $E_0$  donnée, une gerbe de Fer peut ainsi être vue comme la superposition de 56 gerbes de proton d'énergie  $E_0/56$ . Cette vision bien que simpliste permet néanmoins d'appréhender de manière intuitive les grandes différences entre ces deux types de gerbes. Tout d'abord, pour une énergie donnée, le  $X_{\max}$  moyen est plus faible pour un primaire de type Fer que pour un proton. Ensuite, le nombre de particules étant plus grand dans le cas des noyaux, les fluctuations sont elles moins importantes.

La figure 2.8 illustre bien ces quelques points. A gauche, nous avons représenté la profondeur de développement maximal moyenne en fonction de l'énergie, pour des gerbes de Fer et de proton.

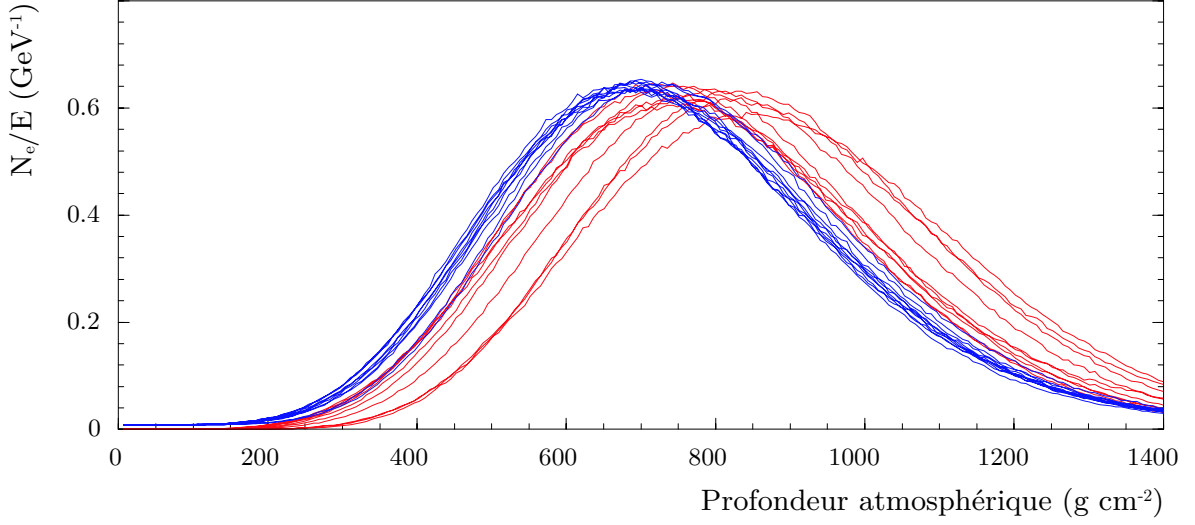


FIG. 2.9 – Profil longitudinal des électrons et positrons, pour 10 gerbes de protons (rouge) et 10 gerbes de Fer (bleu).

Les valeurs utilisées proviennent de la référence [49] et ont été obtenues grâce à la simulation de 500 gerbes différentes, pour chaque énergie. La figure de droite représente la déviation standard en fonction de l'énergie, pour les mêmes primaires et énergies.

Comme on l'a dit ci-dessus la valeur moyenne de  $X_{\max}$ , ainsi que les fluctuations de cette variable sont significativement plus faibles pour du Fer que pour un proton. Toutefois, à très haute énergie, les distributions pour ces deux particules se recouvrent, de telle sorte qu'une mesure du  $X_{\max}$  pour une gerbe donnée, fut-elle parfaite, ne permet pas à priori de conclure sur la nature du primaire.

Nous avons représenté sur la figure 2.9 les profils longitudinaux pour les électrons et positrons, obtenus après simulation d'une dizaine de gerbes initiées par des protons et des noyaux de Fer de  $10^{19}$  eV et d'angle zénithal  $\theta = 45^\circ$ . Celle-ci met en évidence deux points. Tout d'abord, les différences au niveau des fluctuations apparaissent clairement, puisque les profils de protons sont beaucoup plus dispersés que ceux de Fer. De plus, on voit quelle peut être la difficulté de déterminer la composition d'un primaire de part la seule mesure du profil longitudinal.

Lors d'une mesure de profil longitudinal à l'aide d'un détecteur de fluorescence, les différents paramètres utiles à la reconstruction sont extraits grâce à l'ajustement de ce profil à l'aide de la formule de Gaisser-Hillas [50]:

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \frac{X_{\max} - X}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Cette fonction décrit plus précisément le développement de la cascade électromagnétique.  $N_{\max}$  est le nombre de particules maximal à la profondeur  $X_{\max}$ ,  $X_0$  la profondeur de première interaction et  $\lambda = 70 \text{ g.cm}^{-2}$ .

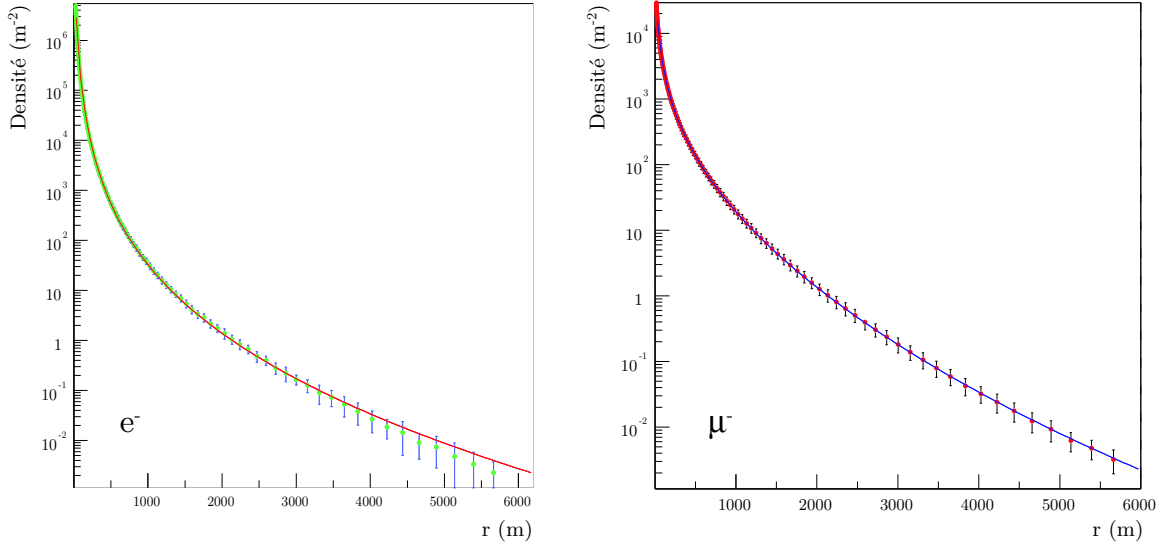


FIG. 2.10 – Distributions latérales moyennes au niveau de la mer pour 40 gerbes initiées par des protons de  $10^{20}$  eV, pour un angle zénithal de  $0^\circ$ . Nous avons représenté à gauche la densité d'électrons et à droite celle des muons. Ces figures proviennent de la référence [51].

### Distribution latérale

La distribution latérale d'une gerbe de particules est la caractéristique qui nous intéresse dans le cadre de la détection de surface, puisque ce terme désigne la densité de particules en fonction de la distance au coeur de la gerbe, que l'on cherche à échantillonner à l'aide des différentes stations individuelles du réseau. Sur la figure 2.10, nous avons représenté la distribution latérale moyenne, électronique et muonique, pour des gerbes verticales de protons de  $10^{20}$  eV.

Comme on peut s'y attendre, la densité est plus forte près de l'axe de la gerbe et décroît à mesure que l'on s'en éloigne. La décroissance est par ailleurs plus rapide pour les électrons, qui dominent donc près du coeur de la gerbe, tandis que pour des distances plus grandes que  $\sim 1000$  m, ce sont les muons qui seront les plus aisés à détecter.

Pour une énergie donnée et pour des angles faibles, la forme de cette distribution varie peu en fonction de la profondeur atmosphérique à laquelle on échantillonne notre gerbe, le principal effet pouvant se résumer à un simple facteur de normalisation. On a plus de particules si on échantillonne près du maximum de développement, que si on le fait un peu avant ou un peu après.

Mais la propagation sur des longues distances, à grand angle zénithal, peut induire des effets sensibles, tout d'abord au niveau même de la distribution des particules. La figure présentée ci-dessus représente en effet la densité de particules chargées, qui sont donc sensibles aux champs magnétiques, dont celui de la terre. Si sur de courtes distances, c'est à dire à faible angle zénithal, cet effet est négligeable, ce n'est pas le cas pour les gerbes les plus inclinées.

On peut ainsi voir apparaître une séparation des composantes chargées positivement et négativement au niveau du sol et des effets d'assymétrie importants peuvent apparaître. Si à petit angle, la distribution au sol ne dépend pas de l'angle azimuthal, ce n'est plus le cas pour des gerbes très inclinées, car pour différents angles, l'orientation du champ magnétique terrestre par rapport à la direction de propagation de la gerbe varie alors beaucoup. Ce sont des points dont il faut tenir

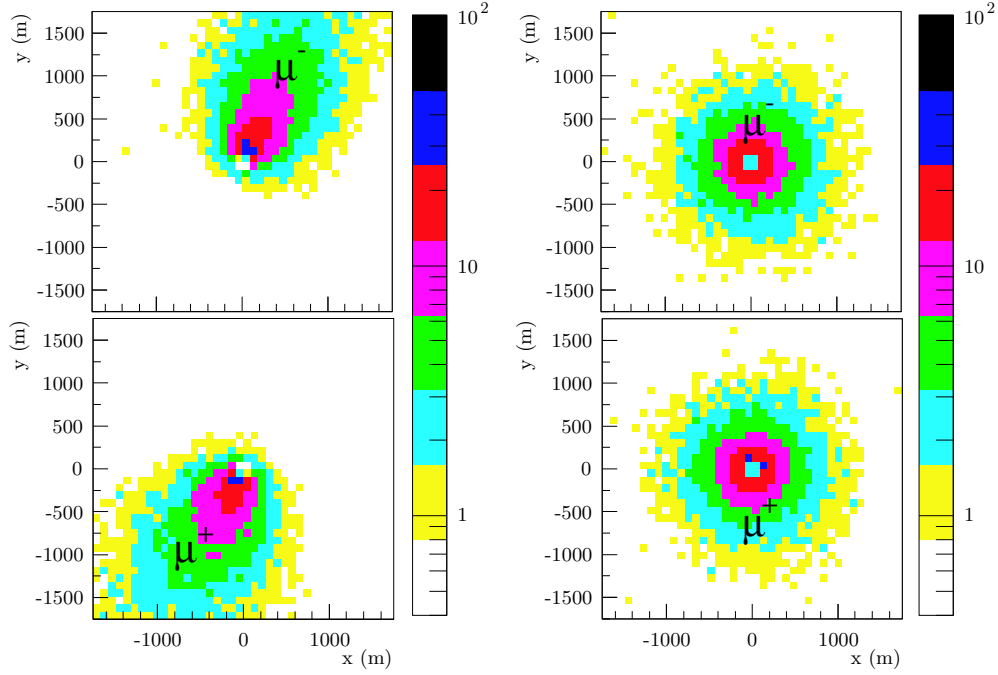


FIG. 2.11 – Distributions de densité des  $\mu^+$  et  $\mu^-$  d'une gerbe de proton de  $10^{20}$  eV et d'angle zénithal  $\theta = 81.5^\circ$ . Les distributions sont projetées dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe. Les deux figures de gauche correspondent à la propagation dans le champ magnétique terrestre, tandis que celles de droite correspondent à un champ magnétique nul.

compte dans l'étude de ces gerbes détectées à des angles importants. Cet effet est bien illustré par la figure 2.11, que nous avons récupérée et modifiée à partir de la référence [52]. Celle-ci représente les distributions des muons et anti-muons, projetées dans le plan de la gerbe, plan normal à la direction de propagation. Ces densités ont été obtenues par simulation numérique, pour des protons de  $10^{20}$  eV, avec un angle d'incidence de  $81.5^\circ$ .

En comparant les distributions de gauche et de droite, correspondant au champ terrestre et à un champ nul, respectivement, on peut voir clairement l'effet de ce champ sur la distribution des particules. Nous avons représenté ici les distributions dans le plan de la gerbe, mais les effets sont les mêmes pour les distributions au sol.

L'autre effet dont nous souhaitons parler concerne le temps d'arrivée des différentes particules au sol. Ce point n'est pas directement lié à la question de la distribution latérale, mais est tout de même de première importance dans le cadre de la détection au sol, notamment pour les neutrinos, comme nous le verrons plus tard.

La dispersion temporelle des particules composant le front de la gerbe varie en effet à mesure que l'on se propage dans l'atmosphère, comme le montre la figure 2.12. Cette figure empruntée à la référence [53] permet de voir l'évolution du front d'une gerbe de proton de  $10^{19}$  eV et d'angle zénithal  $\theta = 80^\circ$ , à mesure qu'elle se propage dans l'atmosphère. Elle représente l'étalement en temps du signal attendu dans un détecteur au sol (ordonnée), en fonction de la distance au point d'impact de la gerbe (abscisse). Les différents cadres correspondent à différentes altitudes

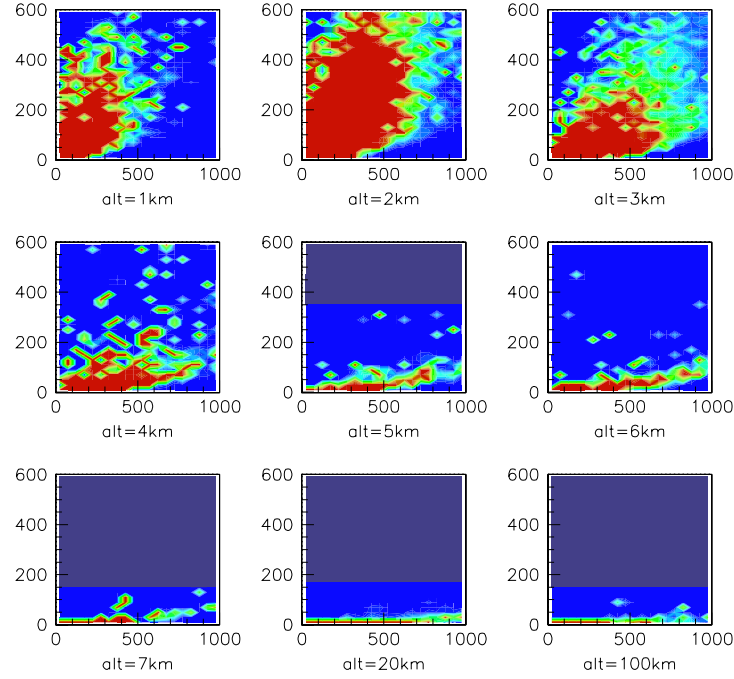


FIG. 2.12 – Etalement en temps du signal attendu au sol (ordonnée), en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (abscisse). Les gerbes sont toutes issues de protons d'énergie  $E = 10^{19}$  eV et d'angle zénithal  $\theta = 80^\circ$ . Les différents cadres correspondent à différentes altitudes d'interaction, au dessus du sol. A  $80^\circ$ , 100 km correspond au sommet de l'atmosphère.

d'interaction, de 1 km au dessus du sol, jusqu'à 100 km (au sommet de l'atmosphère). On peut ainsi comparer le front de gerbes ayant parcouru des distances plus ou moins grandes dans l'atmosphère. On remarque que pour des faibles distances, c'est à dire pour des gerbes initiées à des altitudes de l'ordre du km, les temps d'arrivée des particules dans la cuve sont dispersés sur une fenêtre en temps très large, tandis que pour des grandes distances, toutes les particules arrivent quasiment en même temps.

Cela représente bien l'évolution du front d'une gerbe. Une gerbe ayant parcouru peu de distance dans l'atmosphère, comme c'est le cas pour des angles zénithaux faibles, est caractérisée par un front courbé (cf. figure ci-dessus, 1, 2 et 3 km) et large, qui explique la dispersion des temps d'arrivée. Au fur et à mesure de la propagation, le front devient de plus en plus plat et fin, de telle sorte que les particules auront presque toutes le même temps d'arrivée. C'est ce qu'on peut observer à grand angle zénithal.

Cette caractéristique sera très importante dans la suite, pour la détection des gerbes de neutrinos. Nous reviendrons sur ce point en temps voulu.

#### 2.4.1 Simulations numériques

Les différentes simulations qui existent aujourd'hui au sein de la communauté des astroparticules prennent en compte tous les processus et interactions présentés jusqu'ici pour la meilleure description. Il existe deux types de codes différents permettant de décrire l'évolution d'une gerbe:



- Les codes de simulation numérique pure, dans lesquels toutes les particules créées sont suivies pas à pas dans leur propagation, jusqu’au niveau du sol. AIRES [54] et CORSIKA [55] sont les deux codes utilisés actuellement pour ce type de simulations.
- Des codes hybrides basés sur la résolution des équations de cascade décrivant l’évolution des gerbes atmosphériques à l’aide d’expressions analytiques. Les contributions les plus récentes de ce type, comme CONEX [56] ou encore SENECA [57], parviennent même à reproduire les fluctuations liées au développement des gerbes.

Toutefois, seules les simulations numériques pures sont à ce jour capables de fournir une liste de particules détaillées, ainsi que leurs caractéristiques, dont on a besoin pour le travail avec un réseau de détection de surface. Le seul problème de ces dernières est qu’elles sont très couteuses en temps de calcul, et de plus en plus à mesure que l’on monte en énergie. La ligne rouge de la figure 2.13 représente le temps de calcul nécessaire à la simulation d’une gerbe avec CORSIKA, en fonction de l’énergie du primaire. Nous définirons les autres courbes dans la suite. Si à basse énergie, le temps de calcul est tout à fait raisonnable, il augmente très vite, pour atteindre entre 1 mois et plusieurs années pour des énergies supérieures à  $\sim 10^{18}$  eV. Il n’est bien sûr pas envisageable d’attendre une année entière le résultat d’une seule simulation. L’autre problème est que l’espace nécessaire pour stocker les résultats de telles simulations devient lui aussi énorme. Il existe bien évidemment une solution à ce problème permettant d’obtenir des temps de calcul et des fichiers de sortie raisonnables

## Réduction du temps de calcul - Thinning

La première procédure de « thinning » appliquée aux simulations de gerbes atmosphériques a été proposée en 1997 par Hillas [58]. Il existe d’autres travaux à ce sujet, du fait de son importance. Nous ne rentrerons toutefois pas dans les détails des différents algorithmes, mais nous nous contenterons plutôt d’en donner les grands principes.

Le nombre de particules d’une gerbe atmosphérique augmente considérablement avec l’énergie du primaire et peut dépasser les  $10^{11}$  à  $10^{20}$  eV. Les problèmes liés au temps de calcul et à l’espace disque viennent du fait que toutes ces particules doivent être suivies chacune à leur tour. On peut bien évidemment prévoir des coupures, comme des seuils en énergie, pour limiter le nombre de particules de basses énergies, mais cela ne suffit malheureusement pas. C’est là qu’intervient la procédure de thinning.

Celle-ci consiste à regrouper plusieurs particules en une seule particule possédant un poids supérieur à 1, et à ne propager que cette dernière. Cette méthode permet de ne suivre qu’un échantillon réduit de toutes les particules de la gerbe. Elle peut par contre être à l’origine de fluctuations plus ou moins importantes selon la manière dont elle est implémentée. Ainsi, on n’applique pas de thinning aux particules dans les premiers stades de la gerbe, pour ne pas fausser totalement la physique du développement de la gerbe. Cette méthode n’est applicable que pour un nombre très important de particules, comme c’est le cas autour du maximum de développement de la gerbe, afin de limiter les fluctuations artificielles.

La procédure de thinning est donc mise en place pour des particules sous un certain seuil en énergie, à définir par l’utilisateur, le but étant de trouver le meilleur compromis entre le temps de calcul, augmentant à mesure que l’on diminue le seuil, et le niveau de détail, qui diminue quand on augmente ce seuil. On définit en général un facteur  $\epsilon$  de telle sorte que le thinning est appliqué aux particules d’énergie inférieure à  $\epsilon \times E_0$ , avec  $E_0$  l’énergie du primaire. La qualité d’une simulation

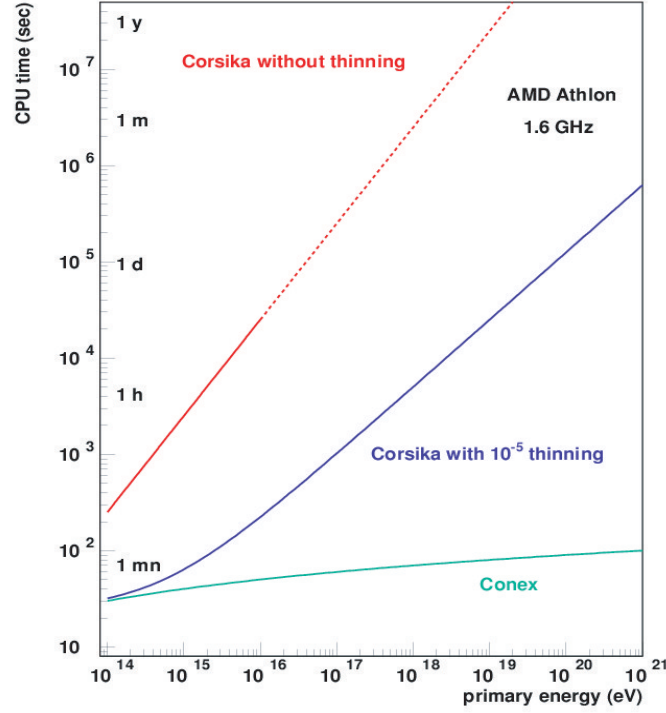


FIG. 2.13 – Temps de calcul nécessaire pour simuler une gerbe de proton en fonction de l'énergie du primaire, pour différentes configurations. Cette figure est le travail de T. Pierog. Les courbes correspondent au temps de calcul pour un processeur de type AMD Athlon de 1.6 GHz.

augmentera lorsque  $\epsilon$  diminue. Sur la figure 2.13, on trouve également le temps de calcul nécessaire par simulation, lorsque la procédure de thinning est appliquée.

Limiter les fluctuations artificielles est un des principaux problèmes du thinning, et il existe de nombreux travaux sur l'optimisation des procédures de thinning afin d'obtenir le meilleur rapport qualité/temps de calcul. Une méthode consiste à limiter les poids des différentes particules [59]. Ainsi, au dessus d'un poids maximum, les particules sont de nouveau propagées normalement. On réfère à cette méthode sous le nom de thinning optimal.

La figure 2.14 [60] représente l'énergie totale perdue par une gerbe initiée par un proton de  $10^{19}$  eV et d'angle zénithal nul, en fonction de la profondeur atmosphérique. Plusieurs niveaux de thinning ont été utilisés, avec et sans optimisation. Pour une meilleure visibilité les gerbes ont été choisies avec des  $X_{\max}$  différents, ce qui n'est pas important. Il faut ici prêter attention aux fluctuations qui apparaissent sur les courbes.

On voit bien l'efficacité de la procédure optimale qui permet d'obtenir des résultats bien meilleurs que sans limitation des poids des particules. Le poids maximal d'une particule est simplement calculé par la formule suivante:

$$\begin{aligned} W_{\max} &= \epsilon \times E_0(\text{GeV}), \text{ pour les électrons et les photons} \\ W_{\max} &= 0.01 \times W_{\max}|_{e^-, \gamma}, \text{ pour les muons et les hadrons} \end{aligned} \quad (2.13)$$

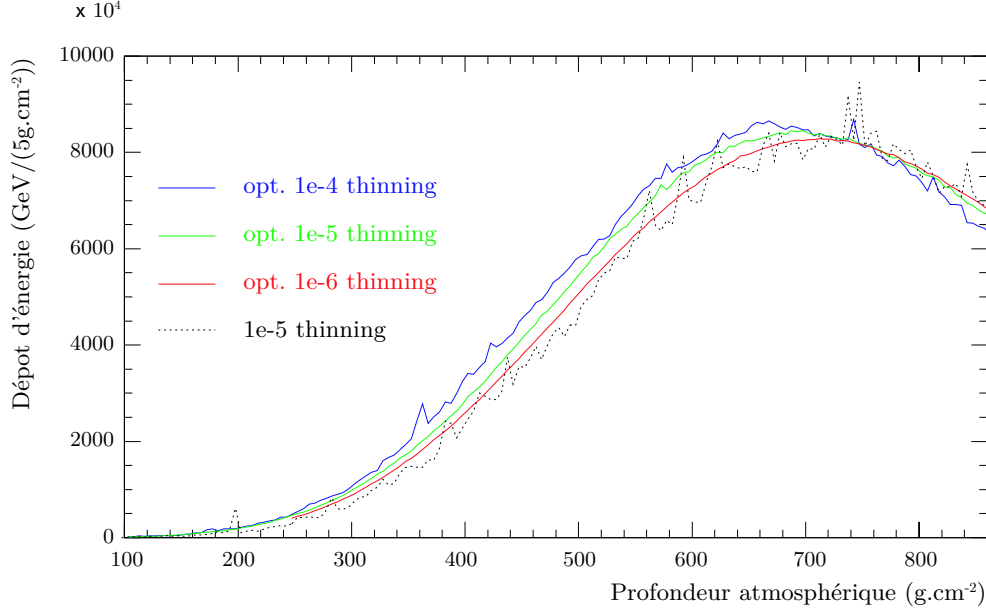


FIG. 2.14 – Dépot d'énergie d'une gerbe verticale ( $\theta = 0^\circ$ ) de proton de  $10^{19}$  eV, pour plusieurs configurations du thinning. Les lignes colorées correspondent à l'algorithme optimal, pour différentes valeurs de  $\epsilon$ . La ligne en pointillés noir correspond à un thinning  $\epsilon = 10^{-5}$ , sans limitation des poids.

## 2.5 Influence de l'atmosphère

Dans le cas de la physique des particules auprès de collisionneur les particules produites au moment des chocs de particules interagissent avec des calorimètres, déclenchant parfois des gerbes, contenues, dont on peut ensuite mesurer les particules secondaires. La connaissance parfaite de ce calorimètre permet ensuite de remonter de manière précise aux caractéristiques des particules produites peu après la collision.

Dans notre cas, le principe est le même, la seule différence étant que notre calorimètre est l'atmosphère elle-même, et qu'il est difficile de connaître constamment et de manière certaine ses différentes caractéristiques. Il est pourtant indispensable de savoir décrire la structure de l'atmosphère, notamment dans le cas des codes de simulation, sans quoi les résultats obtenus n'auraient aucune signification physique. Nous parlerons dans le chapitre suivant des différentes techniques expérimentales permettant de sonder l'atmosphère. Nous nous en tiendrons pour l'instant à une vision d'ensemble.

### 2.5.1 Modélisation de l'atmosphère

Il existe un grand nombre de modèles décrivant l'atmosphère terrestre. Les simulations comme AIRES et CORSIKA utilisent le paramétrage de Linsley. Celle-ci divise l'atmosphère en cinq couches différentes, afin de tenir compte des différences de conditions entre le sommet de l'atmosphère et le niveau de la mer.

La profondeur atmosphérique verticale  $X(h)$  s'écrit alors:

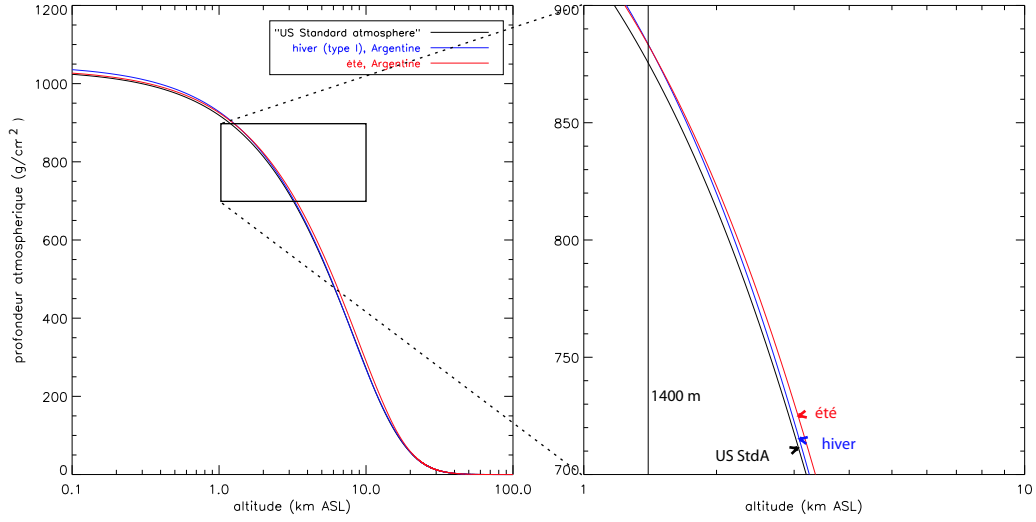


FIG. 2.15 – Profondeurs atmosphériques verticales moyennes pour trois jeux de paramètres atmosphériques différents. Les 3 courbes montrent les différences entre le modèle « US STANDARD ATMOSPHERE », et l’atmosphère en Argentine, pour deux saisons différentes. Cette figure est extraite de la référence [61].

$$X(h) = \begin{cases} a_i + b_i \exp -h/c_i & h_i \leq h \leq h_{i+1} \\ a_5 - b_5 h/c_5 & h_5 \leq h \leq h_{\max} \\ 0 & h \geq h_{\max} \end{cases} \quad (2.14)$$

avec  $i \in [1, 4]$ , 1 représentant la couche la plus proche du sol et 5 celle de plus haute altitude.  $h_{\max} = 112.8$  km correspond au sommet de l’atmosphère du modèle de Linsley. Au delà, on considère que la densité est nulle.

Les différents paramètres qui apparaissent dans cette formule doivent être obtenus à l’aide de mesures expérimentales. Ces derniers dépendent du lieu considéré, ainsi que du moment auquel ils sont mesurés. On pourra ainsi observer des différences entre les mesures effectuées à des saisons différentes.

Les codes de simulation contiennent de nombreux jeux de paramètres décrivant l’atmosphère à différents points de la planète, et différentes saisons. Ces différences peuvent bien évidemment influencer sur les gerbes atmosphériques, puisqu’une densité plus forte entrainera par exemple un développement plus rapide de la cascade de particules. Toutefois, ces quelques différences et la difficulté pour obtenir une description parfaite de l’atmosphère ne sont pas un si grand problème. En effet, si pour les simulations, on essaye quand même de se placer dans le cadre le plus précis possible, en choisissant l’atmosphère la plus réaliste, les différences restent suffisamment faibles devant les autres sources d’incertitudes, notamment au niveau des modèles d’interaction, pour que l’on puisse les négliger. La figure 2.15 permet de se faire une idée de ces différences. Celle-ci représente le profil de densité de l’atmosphère pour trois jeux de paramètres différents. Bien que visibles, les différences restent suffisamment faibles pour ne pas être notre première source d’inquiétude.

## Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté les grands principes de la physique des gerbes atmosphériques, ainsi que des simulations utilisées pour décrire ces phénomènes. Nous souhaitons insister tout particulièrement sur la partie dédiée à l'évolution des gerbes. On a ainsi vu que dans les premiers stades du développement, une gerbe est caractérisée par une composante électromagnétique qui domine totalement la composition totale de la gerbe, ainsi que par un front de gerbe courbé et large, avec une grande dispersion temporelle. Il existe ainsi un contraste saisissant avec les gerbes ayant parcouru de grandes distances, possédant un front plat très fin et dont la composition est dominée par les muons de haute énergie. Cette différence est de première importance pour le travail qui sera présenté sur la détection de neutrinos de ultra haute énergie à l'observatoire Pierre Auger. Le prochain chapitre est une présentation détaillée des caractéristiques de ce détecteur.

## Chapitre 3

# L'Observatoire Pierre Auger

Ce chapitre présente l'Observatoire Pierre Auger, une expérience qui a été conçue pour l'étude des rayons cosmiques aux plus hautes énergies, et qui est actuellement le plus grand observatoire jamais construit au monde. Il allie les deux grandes techniques de détection présentées à la fin du chapitre 1, ce qui est également une première pour un projet de cette envergure. Nous expliquerons plus loin l'intérêt d'une telle détection.

Ce projet a été initié dans le milieu des années 1990, et sa construction, lancée en 2004, qui aura pris un peu plus de 4 ans s'est achevée en fin d'année dernière.

### 3.1 Localisation de l'observatoire

Le projet Auger [62], dont le TDR (Technical Design Report) a été écrit en 2001, comprend en fait deux observatoires distincts, l'un dans l'hémisphère Nord, le second dans l'hémisphère Sud. Le choix a été de débiter par la construction du site Sud. En effet, toutes les expériences précédentes se situaient dans l'hémisphère Nord, si l'on excepte l'expérience SUGAR, basée en Australie, mais dont la statistique est très limitée et les données de qualité plutôt moyenne.

Le site retenu pour la construction de l'Observatoire Sud est celui de la Pampa Amarilla, situé à proximité de la ville de Malargüe, dans la province de Mendoza en Argentine (voir figure 3.1). Cette zone offre un immense plateau à une altitude régulière de  $\sim 1450$  m.

Pourquoi avoir choisi ce site, et non un autre ? Il y a deux points importants dans le choix d'un tel site. Tout d'abord, la création d'un détecteur dédié à l'étude des énergies les plus extrêmes implique que l'on puisse obtenir une statistique non négligeable, malgré le flux extrêmement faible. La seule manière de contrebalancer ce handicap est de se donner la surface de collection la plus grande possible. Il a ainsi été décidé que le détecteur de surface du site Sud devrait s'étendre sur plus de  $3000 \text{ km}^2$ , et les zones offrant une telle surface, à une altitude régulière ne sont pas nombreuses.

Le deuxième point important dans le choix du site, est son altitude. La détection d'une gerbe atmosphérique par un détecteur de surface est plus aisée si celle-ci est détectée à son maximum, c'est à dire lorsque le nombre de particules qui la composent est à son maximum. Et, la quantité moyenne de matière traversée avant d'atteindre ce maximum dépend bien évidemment de l'énergie du primaire. Sur la figure 3.2, nous avons représenté le nombre de particules chargées en fonction de la quantité de matière traversée, pour plusieurs gerbes de proton, ainsi que de fer,

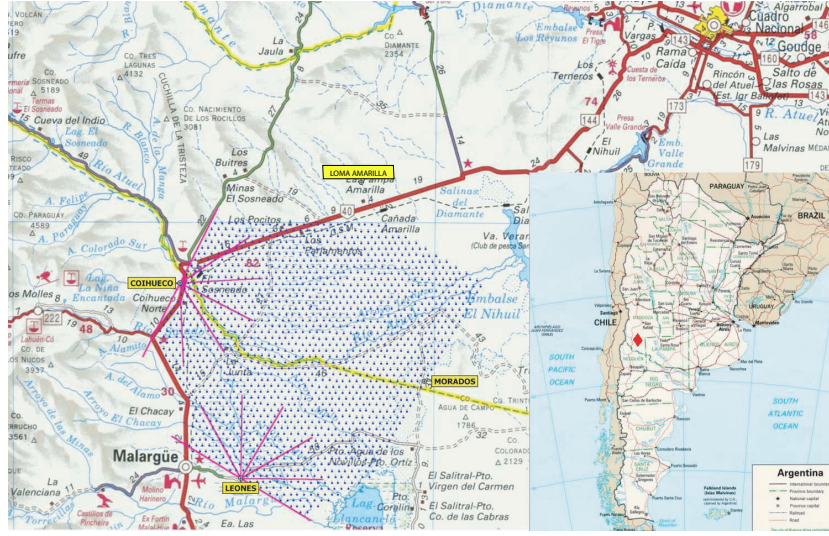


FIG. 3.1 – Site sud de l’observatoire Pierre Auger. Le centre d’acquisition se trouve dans la ville de Malargüe, marquée sur la carte. Le réseau de surface, ainsi que les différents détecteurs de fluorescence sont également représentés.

pour une énergie du primaire de  $10^{19}$  eV. Les gerbes sont toutes verticales, c’est à dire d’angle zénithal nul.

Pour un angle zénithal donné, on peut facilement calculer la quantité de matière traversée depuis le sommet de l’atmosphère, jusqu’à une altitude choisie. Ainsi, pour le site sud, situé à une altitude moyenne de 1450 m, celle-ci est de  $\sim 877 \text{ g.cm}^{-2}$ . Cette valeur est représentée sur la figure par la ligne bleue. On voit ainsi que l’altitude est optimisée pour la détection de gerbes de protons d’énergies comprises entre  $10^{19}$  et  $10^{20}$  eV.

Du côté du détecteur de fluorescence, la région de la Pampa Amarilla offre un ciel très clair, peu pollué, et en moyenne peu nuageux.

Un autre intérêt d’une expérience dans l’hémisphère Sud est que l’on peut étudier le centre galactique, visible depuis le Sud uniquement, ce dernier étant une des cibles privilégiées pour des énergies autour de l’EeV.

Nous allons maintenant présenter plus en détail les deux sous-ensembles de détection du site Sud.

### 3.2 Le détecteur de fluorescence

Le détecteur de fluorescence (FD) [63] est composé de 4 bâtiments comprenant chacun 6 télescopes de fluorescence. Ces 4 bâtiments sont situés sur des reliefs aux quatre coins du réseau de surface, et portent les noms de Coihueco, Los Leones, Los Morados et Loma Amarilla, dont on peut voir l’emplacement exact sur la figure 3.1.

Chaque télescope possède un champ de vue de  $30^\circ$  en azimuth et de  $28.6^\circ$  en élévation, ce qui permet à chacun des 4 « yeux » de couvrir  $180^\circ$  en azimuth. L’ensemble de 4 bâtiments permet ainsi de couvrir entièrement le réseau de surface.

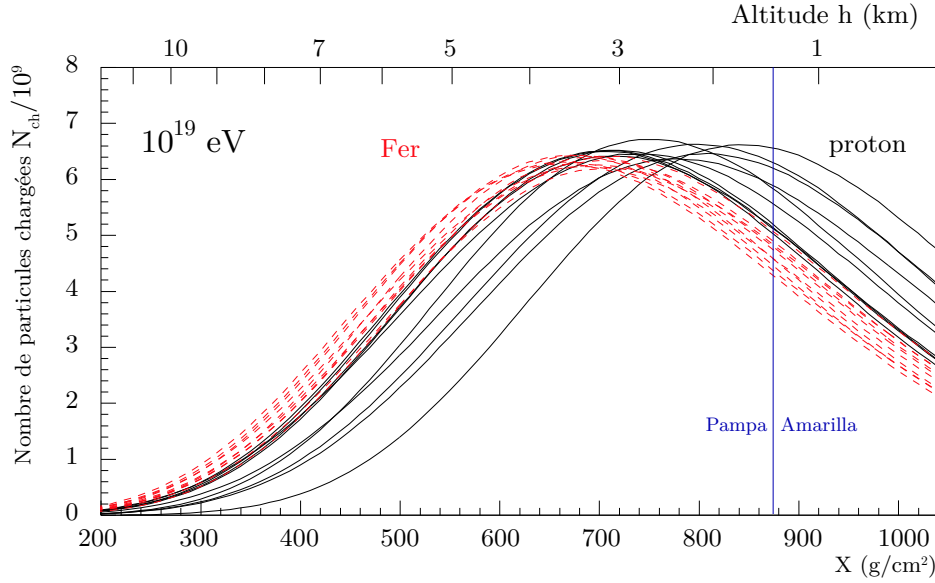


FIG. 3.2 – Nombre de particules chargées en fonction de la quantité de matière traversée depuis le sommet de l’atmosphère, pour 10 gerbes de proton et 10 gerbes de Fer, correspondant à une énergie du primaire de  $10^{19}$  eV. Le trait bleu symbolise l’altitude du site Sud de l’observatoire Pierre Auger. Cette figure a été modifiée à partir de la référence [64].

Au niveau de chaque télescope, la lumière pénètre à travers un diaphragme de 2.2 m de diamètre, avant d’être réfléchi, par un miroir sphérique de  $3.5 \times 3.5$  m<sup>2</sup>, vers une caméra de 440 pixels. Chaque pixel de la caméra correspond en fait à un unique photomultiplicateur de 45 mm de diamètre, couvrant une portion du ciel de  $\sim 1.5^\circ$  de diamètre. Les pertes de signal sont réduites par de petits collecteurs de lumière placés entre les PMT.

Une lentille correctrice située au milieu du diaphragme permet d’augmenter la surface de collection de la lumière. La lentille et le miroir forment une optique de Schmidt, qui assure la netteté des images et un éclairage uniforme sur un très grand champ de vision. La figure 3.3 présente un schéma de cette installation.

Le diaphragme, à gauche de la figure, contient un filtre, visant à sélectionner la bande de longueur d’onde qui nous intéresse (300 – 400 nm).

### Calibration des télescopes

Il existe deux procédures différentes pour calibrer les télescopes de fluorescence à Auger.

La première est une procédure de calibration absolue, appliquée quelques fois dans l’année, et portant le nom de « Drum Calibration » [65]. Pour celle-ci, on place une source de lumière homogène, préalablement calibrée, directement contre le diaphragme, en entrée du télescope. La réponse du système d’acquisition à cette source de lumière permet la calibration de chaque pixel, avec une précision de  $\sim 12\%$ .

La seconde est une procédure de calibration relative [66] que l’on effectue toutes les nuits au début et à la fin de l’acquisition des données. Pour cette dernière, différentes sources de lumière sont placées à l’intérieur du dispositif expérimental, en 3 points distincts: au centre du miroir, de



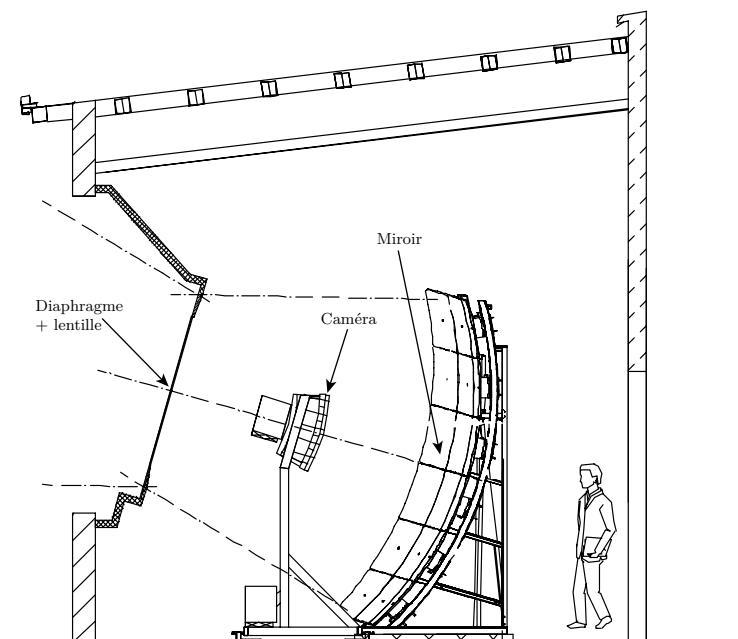


FIG. 3.3 – Vue schématique d'un télescope FD. Les différents éléments présentés dans le texte y sont repérés à l'aide de flèches.

chaque côté de la caméra et sur l'intérieur de la porte du télescope. On peut ainsi suivre sur le long et le court terme la stabilité du gain relatif pour chaque pixel, ainsi que le timing relatif entre différents pixels.

### Influence de l'atmosphère

Dans une mesure d'énergie utilisant le principe de la calorimétrie, les propriétés du calorimètre doivent être parfaitement connues pour assurer la précision des mesures effectuées. Pour la détection de fluorescence, c'est l'atmosphère qui remplit le rôle de calorimètre, et on doit donc mettre en place une ou plusieurs méthodes permettant d'extraire les informations dont on a besoin.

Les responsables du détecteur de fluorescence de l'observatoire ont ainsi mis en place de nombreux outils pour surveiller en temps réel l'évolution de divers paramètres atmosphériques :

- La diffusion de la lumière de fluorescence et de la lumière Cherenkov dépend de la présence d'aérosols dans l'atmosphère. L'observatoire dispose de plusieurs systèmes permettant la mesure des longueurs de diffusion moléculaire et de diffusion par les aérosols. Chaque bâtiment FD est ainsi associé à un LIDAR<sup>1</sup> qui permet, en même temps que les prises de données de sonder l'atmosphère au cours de la nuit. On effectue également des tirs lasers du CLF (Central Laser Facility) permettant de mesurer le contenu en aérosol. Plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [67].
- L'utilisation de ballons-sondes [68] permet de mesurer les propriétés de l'atmosphère à différentes altitudes, donnant une information précieuse sur le profil atmosphérique, qui entre

<sup>1</sup>Le LIDAR, pour **L**ight **D**etection and **R**anging, désigne une technologie de télédétection ou de mesure optique basée sur l'analyse des propriétés d'une lumière laser renvoyée vers son émetteur.

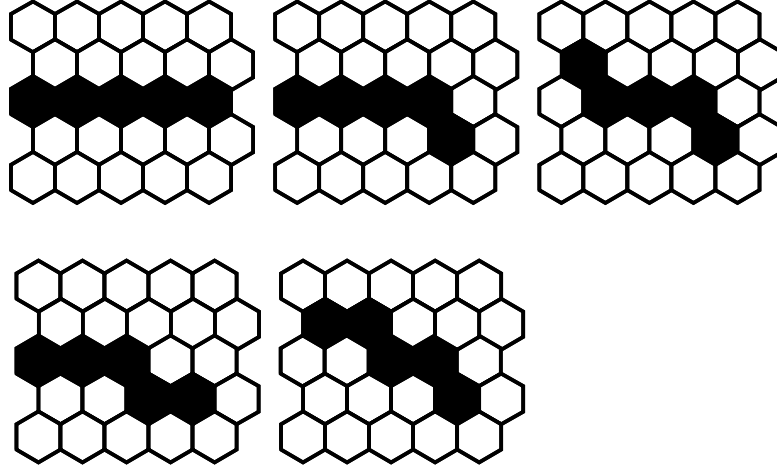


FIG. 3.4 – Motifs topologiques basiques de pixels déclenchés, utilisés par le déclenchement de niveau 2 pour identifier des segments de traces créés par des gerbes atmosphériques.

en jeu dans la reconstruction du profil longitudinal de la gerbe, ainsi que de l'énergie.

- Des stations météo situées sur chaque site de fluorescence, ainsi qu'au centre du réseau, mesurent en permanence la température, la pression, l'humidité au niveau du sol.
- Sur chaque bâtiment de fluorescence, on a également installé des caméras infrarouges permettant d'obtenir des images du ciel au dessus de chaque bâtiment de fluorescence, ce qui permet d'évaluer la couverture nuageuse durant la prise de données.

Le détecteur de fluorescence possède trois niveaux de déclenchement. Le premier, un simple déclenchement à seuil (T1), est appliqué au niveau de chaque PMT des différentes caméras. On a ensuite le T2, qui recherche des motifs, formés à partir des pixels ayant passés le T1, pouvant correspondre à une trace droite, telle celles produites par la lumière de fluorescence. La comparaison se fait avec 108 motifs prédéfinis, obtenus en appliquant toutes les symétries possibles aux 5 traces de base visibles dans la figure 3.4 [69]. Le troisième et dernier niveau de déclenchement consiste en une coïncidence temporelle entre les différentes caméras marquées comme T2, au sein d'un même bâtiment de fluorescence.

### 3.3 Le détecteur de surface

Le détecteur de surface (SD) de l'observatoire Pierre Auger consiste en un réseau triangulaire dans lequel les différents détecteurs sont espacés de 1.5 km les uns des autres [62]. Le réseau compte au total 1600 détecteurs individuels et couvre une surface de 3000 km<sup>2</sup>. Les contraintes du terrain obligent parfois à déplacer les cuves de leur position optimale, mais ces corrections sont prises en compte lors de la reconstruction, et, en moyenne, la symétrie du réseau est quasi-parfaite. La dernière station a été déployée en fin d'année 2008, et le réseau de surface d'Auger est dorénavant achevé.

Au lieu des plastiques scintillants d'AGASA, le détecteur de surface utilise des détecteurs

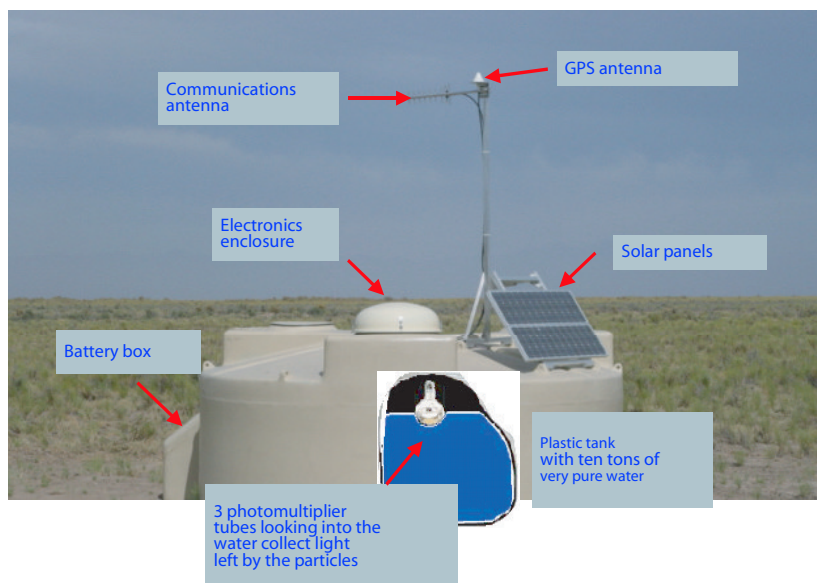


FIG. 3.5 – Photographie d’une cuve du détecteur de surface de l’observatoire Pierre Auger. On peut y voir les différents éléments qui la composent.

Cherenkov, que nous allons présenter plus en détail dans la suite du texte.

### 3.3.1 Détecteurs Cherenkov individuels

Les différentes stations consistent en une cuve à eau de 3.6 m de diamètre et 1.2 m de haut, contenant chacune 12 tonnes d’eau purifiée. Lorsque les particules secondaires de la gerbe traversent la cuve, elles produisent de la lumière cherenkov, diffusée ensuite par le revêtement intérieur de la cuve, en Tyvek, laquelle lumière est ensuite détectée à l’aide de 3 photomultiplicateurs, en contact optique avec l’eau [70]. Ces derniers sont des XPS1805/D1, possédant un diamètre de 9 pouces ( $\sim 23$  cm), fabriqués par la société Photonis. Les photomultiplicateurs sont alimentés par un module de Haute Tension (HT) permettant l’obtention d’une tension entre 0 et 2000 V, à partir d’une alimentation de 12 V et d’une tension de commande entre 0 et 2.5 V. La stabilité de la HT doit être meilleure que  $5 \times 10^{-3}$ .

Une photographie d’une des stations du réseau de surface est présentée figure 3.5, sur laquelle on met en évidence les différents éléments de celle-ci.

L’alimentation régulière de 12 V est assurée par des batteries rechargées durant le jour grâce à des panneaux solaires, orientés vers le Nord. Grâce à ce système, auquel s’ajoute une antenne radio permettant de transmettre les données enregistrées, les cuves du réseau sont totalement autonomes. Elles possèdent également un système GPS, qui fournit une référence en temps lors de la prise de données et qui permet de connaître avec précision leur position.

Les signaux provenant de l’anode et de la dynode de chaque photomultiplicateur sont filtrés et numérisés à une cadence de 40 MHz par un convertisseur analogique – numérique de type Flash (FADC). Chaque station est également équipée d’un système de déclenchement numérique prenant en charge le déclenchement local des stations. L’électronique de chacune d’entre elles est regroupée à l’intérieur d’une unique carte UB (**Unified Board**), sur laquelle viennent se greffer des

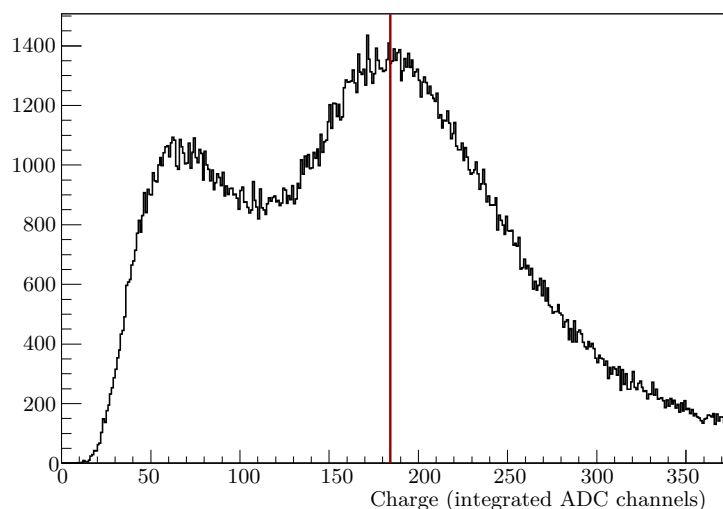


FIG. 3.6 – Histogramme de charge (intégration des canaux FADC) d'une des stations du SD, obtenu par une coïncidence entre les 3 PMT. Le premier pic est un artefact du au déclenchement de la station. Le second pic correspond au passage des muons quasi-verticaux. La position du pic, marquée à l'aide du trait rouge, est légèrement décalée par rapport à celle du VEM.

cartes-filles, notamment la carte FE (**F**ront **E**nd electronics), sur laquelle sont implémentés les 6 FADC.

Le module de « slow control », installé sur la carte UB permet de contrôler le bon fonctionnement du détecteur, en stockant les données fournies par différents capteurs installés en différents endroits de la station, et qui permettent de connaître par exemple le courant, la tension et la température des trois photomultiplicateurs, les différentes tensions d'alimentation des cartes électroniques, etc. Ce module permet également le réglage à distance des tensions des PMTs.

L'électronique de la station est contrôlée par un microprocesseur qui gère le deuxième niveau de déclenchement (voir plus loin), l'acquisition des données, les fonctions de contrôle du détecteur et la transmission des données au centre d'acquisition (CDAS), par radio. Ce contrôleur est également en charge de l'étalonnage de la station, dont nous discutons dans la suite.

### Calibration des détecteurs

Lorsque qu'une particule chargée traverse une station du détecteur de surface, son signal est enregistré par les 3 PMT. A Auger, l'unité de mesure de signal est le VEM (**V**ertical **E**quivalent **M**uon), qui correspond au signal déposé par un muon vertical qui traverserait la cuve de part en part. Ce choix a le mérite de permettre une calibration plutôt simple à mettre en oeuvre [71]. En effet, au lieu d'avoir à mettre en place un protocole au cours duquel on devrait utiliser une source de lumière, jouant le rôle de référence, et placée à l'intérieur de chaque cuve, il suffit ici d'utiliser le flux de muons atmosphériques, qui existe en tout point du sol, et qui est très bien connu.

La calibration doit donc nous fournir la valeur du signal enregistré par les 3 PMT lors du passage d'une telle particule. Cela reviendrait à envoyer un faisceau de muons verticaux ultrarelativistes à travers le sommet de la cuve. Toutefois, dans la réalité, le flux de muons atmosphériques ne contient pas que des muons verticaux, au contraire, tous les angles zénithaux sont représentés.

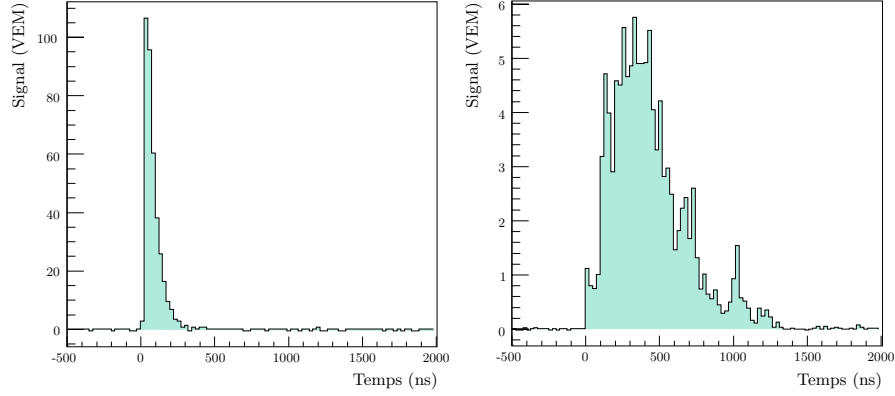


FIG. 3.7 – Exemples de traces FADC obtenues lors du passage de particules à travers une cuve, ayant passé le T1 Threshold (a) et ToT (b).

Cependant, le flux de muons peut s'écrire  $\phi = \phi_0 \times \cos^2\theta$ , avec  $\phi_0 = 80 \text{ m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  [72], ce qui signifie que la majorité de ces particules traverseront la cuve quasi-verticalement. De plus, l'énergie déposée par ces muons ne dépend pas de leur énergie, mais uniquement de la longueur de leur trajectoire dans la cuve. Tous les muons verticaux déposeront donc la même énergie.

Ainsi, si on enregistre le signal déposé par les multiples muons traversant la cuve, durant un temps raisonnable (de l'ordre de 1 minute), on s'attend à voir apparaître un pic, permettant de remonter au signal des muons verticaux (1 VEM) sur l'histogramme de charges mesuré par la station. Un tel histogramme, provenant d'une station du SD est représenté dans la figure 3.6.

Le premier pic est juste un effet de trigger. C'est le second qui nous intéresse, puisque c'est ce dernier qui correspond aux muons quasi-verticaux. On peut ainsi déterminer la charge VEM correspondant au passage d'un muon vertical dans la cuve, ce qui permet de calibrer les PMT.

Cette procédure de calibration a été implémentée pour s'exécuter de manière automatique pour chaque station, toutes les minutes, en parallèle de la prise de données. On peut ainsi déterminer la valeur de la charge VEM pour chaque photomultiplicateur [73].

Par la suite, tous les signaux seront exprimés en VEM, sauf indication contraire. Des exemples de signaux typiques, exprimés en VEM en fonction du temps en ns sont représentés sur la figure 3.7. Le temps est divisé en intervalles de 25 ns, correspondant à la résolution en temps des FADC.

### 3.3.2 Déclenchement du SD

Le détecteur de surface possède un système de déclenchement hiérarchique [74] à trois niveaux, les deux premiers s'appliquant au niveau des stations individuelles, tandis que le troisième se base sur la corrélation entre différentes stations. Il existe également deux autres critères que l'on peut utiliser pour sélectionner des événements physiques et de bonne qualité, mais contrairement aux trois précédents, ce sont des critères « offline », qui ne sont donc pas réellement liés au déclenchement de l'acquisition des données. Pour l'instant, nous nous contenterons donc de présenter les trois premiers niveaux.

La principale contrainte de tels critères, mis à part bien évidemment celle de rejeter le bruit, tout en gardant le maximum de bons événements, est qu'il faut pouvoir atteindre des taux de déclenchement raisonnables, pour ne pas saturer le réseau de communication.

Le premier niveau de déclenchement (T1), géré par l'électronique de chaque station, comprend deux conditions différentes, l'une d'entre elles devant être satisfaite:

- On a tout d'abord le ToT, pour **T**ime **o**ver **T**hreshold, qui demande que 13 intervalles consécutifs de la trace, dans une fenêtre de 120 intervalles, aient un signal au-dessus de 0.2 VEM. Cette condition doit être satisfaite pour au moins deux photomultiplicateurs. Ce trigger est destiné à sélectionner les signaux faibles, mais étalés en temps. Le taux de ToT dans des conditions normales est de  $\sim 1.6$  Hz.
- La seconde condition est un simple déclenchement à seuil, que doivent satisfaire les 3 PMT à la fois. Le seuil de 1.75 VEM utilisé entraîne un taux de déclenchement  $\sim 100$  Hz. Cette condition, nommée Threshold, permet la sélection de signaux brefs, comme l'on en trouve dans les gerbes inclinées.

On peut voir sur la figure 3.7 deux exemples de signaux déclenchant ce premier niveau, grâce au critère Threshold (a) et ToT (b).

Le deuxième niveau de déclenchement s'applique encore une fois au niveau local, individuellement pour chaque station et permet de diminuer le taux de déclenchement aux alentours de 20 Hz. Tous les T1 ToT sont automatiquement promus au rang de T2. Pour les Threshold, c'est le cas si et seulement si la station satisfait la même condition que précédemment, mais avec un seuil de 3.2 VEM.

A ce stade, la station T2 communique son statut (T2 ToT ou Threshold), l'instant de son déclenchement, ..., au centre d'acquisition de données. Un algorithme automatisé recherche alors les coïncidences temporelles entre les différentes stations T2, dans le but de sélectionner les événements T3. En plus de la coïncidence en temps, ce niveau de déclenchement requiert un minimum de compacité dans l'évènement. On a deux configurations différentes susceptibles de satisfaire un tel critère:

- Le premier, appelé couramment 3ToT, requiert, au minimum, une coïncidence temporelle entre 3 stations ToT, et que celles-ci possèdent une configuration compacte: 3 cuves consécutives alignées, 3 cuves formant un triangle équilatéral ou un triangle isocèle. Ce critère de déclenchement est le plus important pour la détection des gerbes verticales. Les événements 3ToT sont à 90% des événements réels.
- Le second critère est un peu moins strict que le précédent, et permet la sélection d'évènement du à des gerbes inclinées. Ce dernier requiert la coïncidence en temps d'au moins 4 cuves, ToT ou Threshold, avec un critère de compacité moins strict que le précédent, puisque l'une de ces stations peut se trouver à une distance aussi grande que 6 km des trois autres.

Le taux de 3ToT est d'environ 1.3 par jour pour chaque triangle équilatéral du réseau. Sur la figure 3.8, on peut voir quelques exemples de configurations conduisant au déclenchement du trigger T3.

Lorsque qu'un évènement atteint le niveau T3, toutes les stations T1 compatibles en temps sont également rapatriées. Toutes les données issues des différentes stations sont alors enregistrées pour analyse ultérieure.

## Efficacité de déclenchement

La probabilité de déclenchement du détecteur de surface peut être calculée de différentes manières, que nous ne présenterons pas ici. Nous tenons juste à introduire les notions de seuil en énergie et de saturation du détecteur.

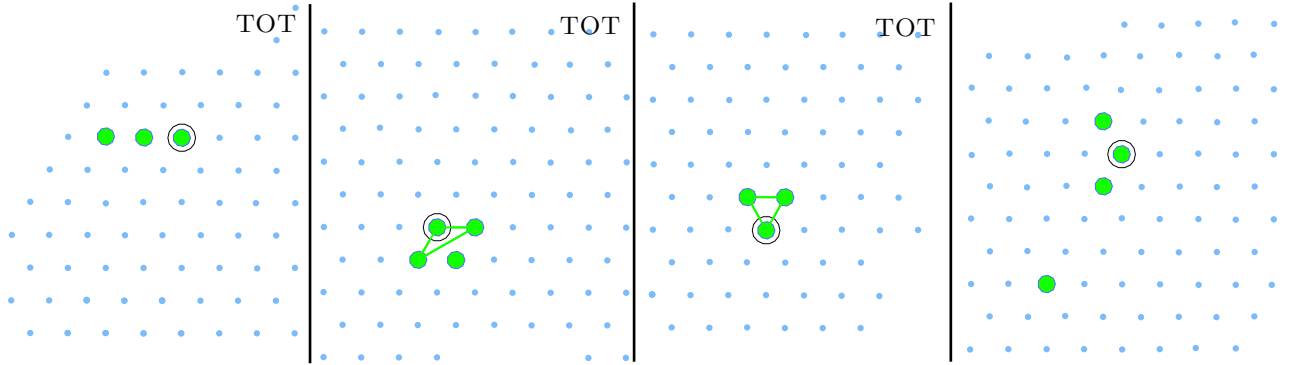


FIG. 3.8 – Exemples de configurations pouvant passer le niveau 3 de déclenchement du réseau de surface de l’observatoire Pierre Auger. Dans les 3 premières traces en partant de la droite, toutes les stations sont des ToT, le T3 est donc un 3ToT. La configuration la plus à droite est composée de T2 Threshold et ToT, et représente l’autre type de déclenchement du T3, avec une coincidence de 4 stations.

Le calcul classique de la probabilité de déclenchement que l’on peut trouver par exemple dans la référence [80] utilise en fait la probabilité de T4, dont nous n’avons pas encore parlé. Ce dernier est le trigger « physique » d’Auger, chargé de sélectionner uniquement les vrais événements. Nous représentons donc sur la figure 3.9 l’efficacité de trigger (T4) du réseau de surface, calculée dans la référence ci-dessus.

L’efficacité de déclenchement sature à  $\sim 4 \times 10^{18}$  eV. Il faut noter que le T4 utilisé pour ce calcul n’est valable que pour les gerbes dites « verticales », c’est à dire pour un angle zénithal inférieur à  $60^\circ$ . L’efficacité de déclenchement donnée dans cette figure n’est donc pas représentative de ce que l’on peut obtenir pour des gerbes inclinées. Dans notre étude, ce sont ces gerbes à grand angle zénithal qui nous intéresseront. Le graphe ci-dessus ne sera donc pas applicable à notre situation, d’autant plus que nous ne nous intéresserons pas à des primaires de ce type.

### 3.4 Détecteur hybride

L’observatoire Pierre Auger allie ainsi deux méthodes de détection différentes, ce qui lui a valu le titre de « détecteur hybride ». La redondance d’informations, particulièrement si elles sont acquises de manière totalement différente, est évidemment un atout considérable.

L’observatoire possède donc deux modes de fonctionnement différents: 90% du temps, la prise de données est effectuée uniquement par le détecteur de surface, et, les 10% restants correspondent à ce fameux mode hybride, lors duquel les détecteurs de surface et de fluorescence sont tous deux en acquisition.

Nous ne présenterons pas en détail les différents points liés à ce type de détection, comme la reconstruction ou encore le calcul de l’acceptance, puisque cela ne concerne pas directement notre étude. Nous nous contenterons à la place d’indiquer brièvement les points positifs apportés par l’utilisation couplée de ces deux ensembles de détection. Nous nous attarderons toutefois sur la question de la calibration en énergie du SD, pour laquelle les données obtenues en mode hybride sont utilisées, ce qui est une des plus grandes originalités de l’observatoire Pierre Auger. Pour plus de détails sur le mode de fonctionnement hybride, il est possible de se référer à [75, 76].

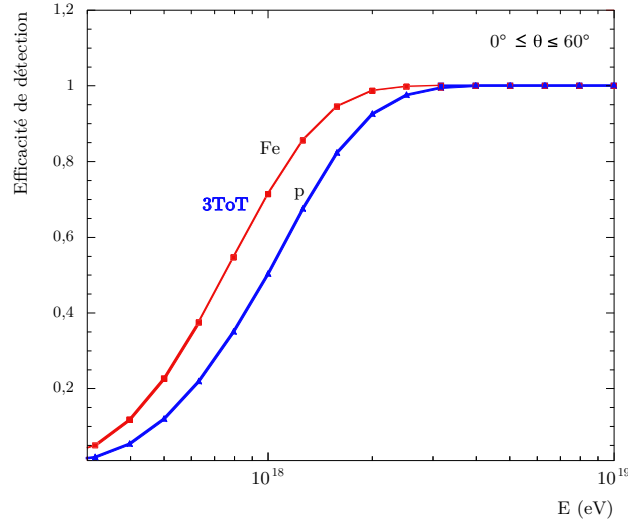


FIG. 3.9 – Probabilité de déclenchement (T4) pour des gerbes de proton (marquée p) et de Fer (Fe) en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes d'angle zénithal  $\theta \leq 60^\circ$ . Le critère T4 utilisé est celui défini dans la référence [74].

### Atouts d'un détecteur hybride

Un détecteur hybride a d'excellentes capacités pour étudier les rayons cosmiques aux énergies les plus extrêmes [77]. La plupart de celles-ci, comme l'étude d'anisotropie, découlent de la précision qu'il peut atteindre pour la reconstruction géométrique.

Une ligne de pixels déclenchés sur une caméra FD permet de définir un plan contenant l'axe de la gerbe et un point représentant le télescope, connu sous le nom de SDP (pour **S**hower **D**etector **P**lane). Pour un événement détecté par deux bâtiments de fluorescence différents (événement stéréo), on dispose de deux plans, dont l'intersection nous donne directement l'axe de la gerbe. Toutefois, pour la majorité des événements, on ne dispose des informations que d'un seul « oeil » (événement mono). Ce sont alors les informations sur les temps de déclenchement des différents PMTs de la caméra qui permettent de déterminer l'axe de la gerbe à l'intérieur de ce plan. Mais dans ce cas, il arrive que la reconstruction de l'axe de la gerbe souffre de dégénérescence, généralement pour des traces petites, c'est à dire pour des gerbes distantes, pour lesquelles il peut être difficile de déterminer cet axe de manière unique. Dans le cadre d'une détection purement monoculaire, ce problème est difficilement soluble. Mais, en mode hybride, cette dégénérescence peut être complètement levée en utilisant, en plus des informations provenant du FD lui-même, celles provenant du détecteur de surface, l'information nous intéressant étant celle sur les temps d'arrivée mesurés par les différentes cuves déclenchées. En fait, il suffit de connaître le temps d'arrivée de la gerbe dans une seule cuve pour résoudre le problème, ce qui permet d'obtenir des données hybrides bien en-dessous du seuil du SD.

La reconstruction que l'on qualifie d'hybride est en fait simplement la reconstruction FD dans laquelle on utilise en plus les informations temporelles du SD. Ce mode de détection permet ainsi une détermination de l'axe, c'est à dire de la direction d'arrivée de la gerbe, beaucoup plus précise. On obtient ainsi une résolution angulaire comparable à celle que l'on peut obtenir en mode de détection stéréo, mais pour un échantillon d'événements plus grand, incluant aussi les événements



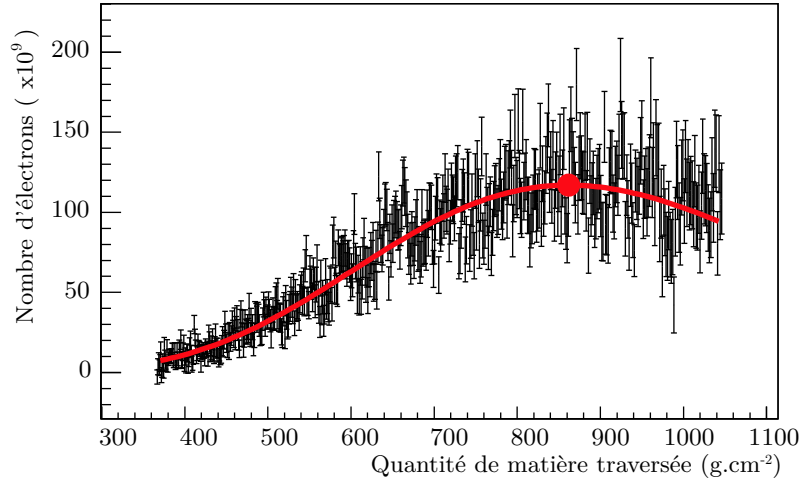


FIG. 3.10 – Profil longitudinal d'une gerbe reconstruite par le détecteur de fluorescence. Le trait rouge représente un ajustement par le paramétrage de Gaisser-Hillas utilisé afin de déduire la profondeur du maximum de la gerbe, et l'énergie. Le point rouge correspond à la position du  $X_{\max}$ .

mono pour lesquels le SD a aussi été touché. On estime que la résolution angulaire hybride moyenne est de  $0.6^\circ$  [78]. Un ensemble important de données possédant une très bonne résolution angulaire est certainement un grand avantage, dans l'étude des anisotropies par exemple.

Connaitre de manière précise la géométrie d'une gerbe détectée est sans aucun doute un atout de taille, qui se répercute sur la plupart des études que l'on peut réaliser par la suite.

Une autre des possibles applications d'un détecteur hybride est l'étude de la composition des primaires. Ce dernier permet en effet de mesurer à la fois la densité de muons au sol, grâce au SD, et la profondeur de développement maximal de la gerbe,  $X_{\max}$ , grâce au FD, qui sont des paramètres que l'on peut relier au type de primaire à l'origine de la gerbe. D'autres paramètres de la gerbe mesurés par le détecteur peuvent également être sensibles à cette composition. La combinaison de plusieurs paramètres de ce type constitue à coup sûr un estimateur puissant de la composition du primaire [79].

### 3.4.1 Calibration en énergie du SD

Le détecteur de fluorescence est sensible à la lumière de fluorescence produite par le passage des particules chargées de la gerbe dans l'atmosphère, c'est à dire directement au profil longitudinal de la gerbe, dominé principalement par les électrons et les positrons. Le principe de détermination de l'énergie consiste donc à évaluer ce profil grâce aux informations recueillies par le détecteur et à partir de ce dernier, on peut parvenir à une estimation de l'énergie, tout d'abord de la composante électromagnétique de la gerbe, et ensuite de l'énergie totale. Sur la figure 3.10, nous avons représenté un exemple d'évènement reconstruit par le détecteur de fluorescence.

Le profil longitudinal mesuré est ajusté grâce au paramétrage de Gaisser-Hillas, ce qui permet de déterminer la profondeur de développement maximal, ainsi que le nombre de particules chargées à cette altitude, ce qui permet par la suite d'obtenir l'énergie.

L'un des intérêts d'une telle méthode de mesure est qu'elle implique une estimation de l'énergie basée principalement sur la composante électromagnétique de la gerbe, qui constitue sans aucun

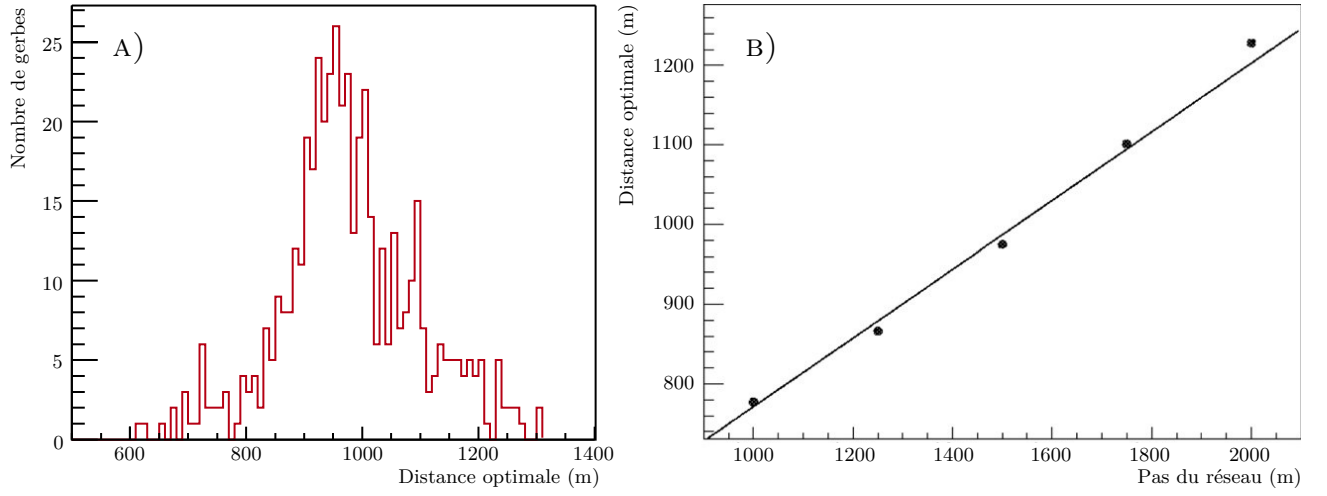


FIG. 3.11 – A - Distribution de la distance optimale obtenue pour 1000 gerbes, avec une énergie  $5 \leq E \leq 100$  EeV et un angle zénithal  $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ . B - Evolution de la distance optimale moyenne en fonction du pas, pour un réseau de type Auger. On voit qu'il existe une dépendance quasi linéaire entre ces deux paramètres.

doute la partie la mieux décrite actuellement en ce qui concerne la physique des grandes gerbes atmosphériques. On limite ainsi grandement les incertitudes liées aux modèles d'interaction, en comparaison avec un détecteur de surface classique du genre d'AGASA. C'est pour cela que l'on considère que la mesure d'énergie FD est une « mesure de précision » de l'énergie de la gerbe.

Les scientifiques impliqués dans le développement de l'observatoire Pierre Auger ont ainsi cherché à utiliser cet atout du détecteur de fluorescence et à le répercuter sur le détecteur de surface. Ainsi, à Auger, le SD n'est pas calibré en énergie en utilisant des simulations de gerbes, mais en se basant sur l'énergie mesurée par le détecteur de fluorescence, pour les événements hybrides.

Pour cela, on doit tout d'abord définir un estimateur de l'énergie pour le SD. Celui-ci échantillonne les particules de la gerbe au sol, dont la densité est reflétée par le signal, exprimé en VEM, mesuré dans chaque cuve. C'est bien entendu ce signal que l'on va chercher à relier à l'énergie du primaire. Pour l'ancien détecteur AGASA, c'est le signal mesuré ou interpolé à 600 m du point d'impact de la gerbe au sol qui était utilisé comme estimateur et converti pour obtenir l'énergie du primaire. Mais, la surface totale de ce réseau, ainsi que son pas le dédiaient à des énergies plus faibles que celles accessibles au détecteur de surface d'Auger. Le choix de l'estimateur doit donc tenir compte des spécificités de notre détecteur, afin de choisir la distance au point d'impact de la gerbe au sol pour laquelle le signal peut être relié à l'énergie du primaire, en minimisant les incertitudes. D. Newton et ses collaborateurs ont étudié en détail la dépendance de la distance optimale en fonction de plusieurs paramètres comme l'énergie, l'angle zénithal ou encore le pas du réseau [81]. Nous avons représenté sur la figure 3.11.A la distribution de la distance optimale calculée pour 1000 gerbes simulées avec des énergies comprises entre 5 et 100 EeV, et des angles zénithaux distribués uniformément entre 0 et  $60^\circ$ , pour un détecteur similaire au SD d'Auger.

La valeur moyenne de cette distance optimale est de 970 m, avec un RMS de 102 m. A Auger, c'est donc le  $S_{1000}$ , signal à 1000 m du point d'impact de la gerbe au sol, qui a été choisi

comme variable servant à estimer l'énergie du primaire. Il faut noter que cette distance dépend principalement du pas du réseau, et très peu des autres paramètres, comme le souligne la figure 3.11.B.

Pour estimer la valeur du  $S_{1000}$  pour un évènement donné, à partir des signaux enregistrés dans les quelques cuves déclenchées, il faut d'abord passer par la reconstruction de la géométrie de la gerbe. Un ajustement de fonction basé sur une méthode de maximum de vraisemblance [82] permet de déterminer la position du point d'impact de la gerbe au sol, la distribution latérale de la gerbe et enfin le signal à 1000 m du point d'impact.

La calibration en énergie consiste simplement à relier le signal mesuré par le SD à l'énergie mesurée par le FD. Toutefois, on ne relie pas directement ce paramètre à l'énergie du primaire, comme nous allons le voir. A ce stade, le  $S_{1000}$  et la direction d'arrivée de la gerbe, soit son angle zénithal  $\theta$ , sont connus.

Les efforts de calibration se concentrent sur un angle zénithal de référence unique, pour lequel la conversion  $S_{\theta_{\text{ref}}}^{1000} \leftrightarrow E$  est connue (nous reviendrons sur ce point bientôt). Le premier travail consiste donc à convertir le signal à 1000 m mesuré dans notre évènement, soit  $S_{\theta}^{1000}$ , en  $S_{\theta_{\text{ref}}}^{1000}$ , qui correspond au signal qui aurait été mesuré pour la même gerbe, mais à un angle  $\theta_{\text{ref}}$  plutôt que  $\theta$ .

Le stade de développement d'une gerbe dépend de la quantité de matière traversée depuis la première interaction. Pour une énergie donnée, le signal mesuré par le détecteur de surface, et par conséquent le  $S_{1000}$ , dépendra donc de la profondeur atmosphérique, ou de l'angle zénithal, ce qui est équivalent. La fonction qui décrit la manière dont le  $S_{1000}$  dépend de l'angle zénithal est appelée courbe d'atténuation. Cette dernière, si elle était connue, nous permettrait donc de convertir  $S_{\theta_1}^{1000}$  en  $S_{\theta_2}^{1000}$ , quels que soient  $\theta_1$  et  $\theta_2$ .

La détermination de cette fonction est basée sur la méthode CIC (**C**onstant **I**ntensity **C**ut). Cette méthode se base en premier lieu sur l'hypothèse d'isotropie du rayonnement cosmique. Celle-ci implique que les gerbes issues de primaires possédant la même énergie et la même composition arriveront au détecteur avec la même fréquence, quel que soit l'angle zénithal. Si un primaire donné engendre un signal  $S_1^{1000}$  à un angle  $\theta_1$  et un signal  $S_2^{1000}$  à un angle  $\theta_2$ , alors, pour une durée donnée, on mesurera autant d'évènements possédant un signal  $S_1^{1000}$  à  $\theta_1$  que d'évènements possédant un signal  $S_2^{1000}$  à  $\theta_2$ .

La méthode CIC utilise le nombre d'évènements possédant un signal  $S_{1000}$  donné pour un intervalle en angle donné, grandeur que l'on nomme « intensité ». Conformément à ce que l'on vient de dire, pour un type de primaire donné (d'énergie et composition données), cette intensité ne dépendra pas de l'intervalle en angle considéré. Et si un type de primaire implique une intensité, quel que soit l'angle zénithal, alors sélectionner une valeur d'intensité dans nos données revient à sélectionner un type de primaire et un seul. En appliquant une telle coupure sur l'intensité, on dispose alors d'un ensemble d'évènements, chacun d'entre eux caractérisé par leur couple  $(S_{1000}, \theta)$ . Chacun de ces évènements devient ainsi un « point » différent, nous permettant de tracer la dépendance de  $S_{1000}$  en fonction de  $\theta$ , pour une énergie donnée.

Il faut noter que l'application d'une telle méthode n'est possible que si l'efficacité de détection de notre détecteur est de 100%, pour assurer que l'intensité pour un primaire donné ne dépende pas de  $\theta$ , et si l'évolution de l'acceptance avec l'angle zénithal est parfaitement connue.

A Auger, on utilise donc cette méthode sur des évènements d'énergie supérieure à  $\sim 4 \times 10^{18}$  eV, pour lesquels l'efficacité de détection sature, et l'acceptance du SD devient purement géométrique

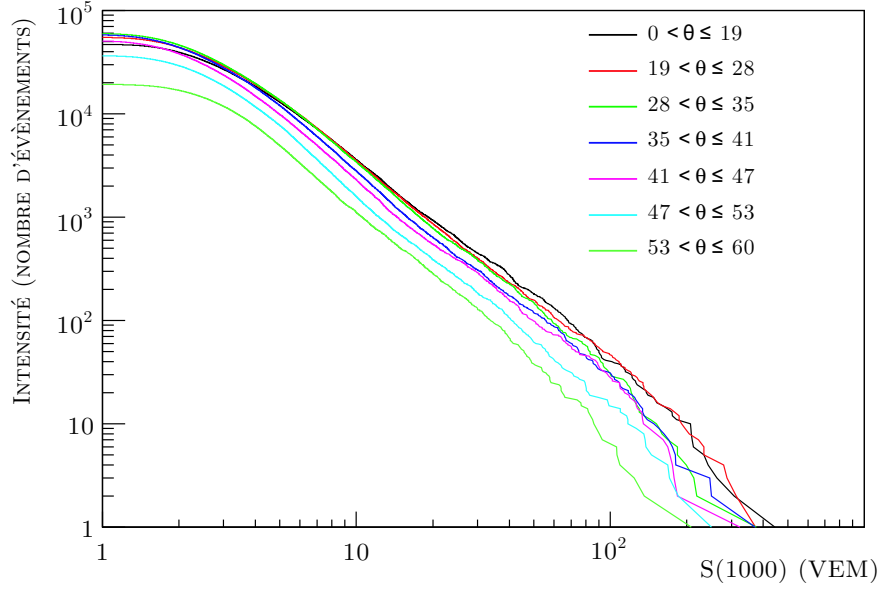


FIG. 3.12 – Intensité telle que définie précédemment en fonction de  $S_{1000}$ . Les différentes lignes correspondent à différents intervalles en  $\sin^2 \theta$ .

et proportionnelle à  $\cos \theta$ .

On définit l'intensité  $I$ :

$$I(S_{1000}, \theta) = \frac{N(> S_{1000})}{\Delta \sin^2 \theta}, \quad (3.1)$$

comme le nombre d'événements avec un signal à 1000 m plus grand qu'un  $S_{1000}$  donné, pour un intervalle donné en  $\sin^2 \theta$ .

La figure 3.12, provenant de [83], représente cette intensité, pour différents intervalles en  $\sin^2 \theta$  ( $\Delta \sin^2 \theta \sim 0.107$ ). Une ligne d'intensité constante sur cette figure correspond à un type de primaire donné, c'est à dire à une énergie donnée.

Les valeurs de  $S_{1000}$  aux différents points d'intersection entre une ligne d'intensité constante et les différentes courbes de cette figure, permet d'obtenir la courbe d'atténuation  $S_{1000}(\theta)$ , pour cette même intensité. Sur la figure 3.13.A, on représente le paramètre  $S_{1000}$  en fonction de la profondeur atmosphérique pour différentes intensités. Cela revient à représenter ce paramètre en fonction de l'angle zénithal. L'intervalle 900 - 1700 g cm<sup>-2</sup> en profondeur atmosphérique correspond approximativement à 0 - 60° en  $\theta$ . Comme on peut s'y attendre, le signal à 1000 m pour une intensité fixée, diminue avec la quantité de matière traversée, à cause de l'atténuation de la gerbe lors de sa propagation. On voit que la courbe dépend peu de l'intensité choisie, c'est à dire de l'énergie du primaire.

On peut ainsi supposer la factorisabilité de  $S_{1000}(E, \theta)$ , c'est à dire que l'on peut écrire:

$$S_{1000}(E, \theta) = f(E) \times CIC(\theta). \quad (3.2)$$

C'est une hypothèse nécessaire pour l'application de cette méthode. La fonction  $CIC(\theta)$  est la courbe d'atténuation qui nous permet d'effectuer la conversion voulue. Sa forme ne dépendra pas

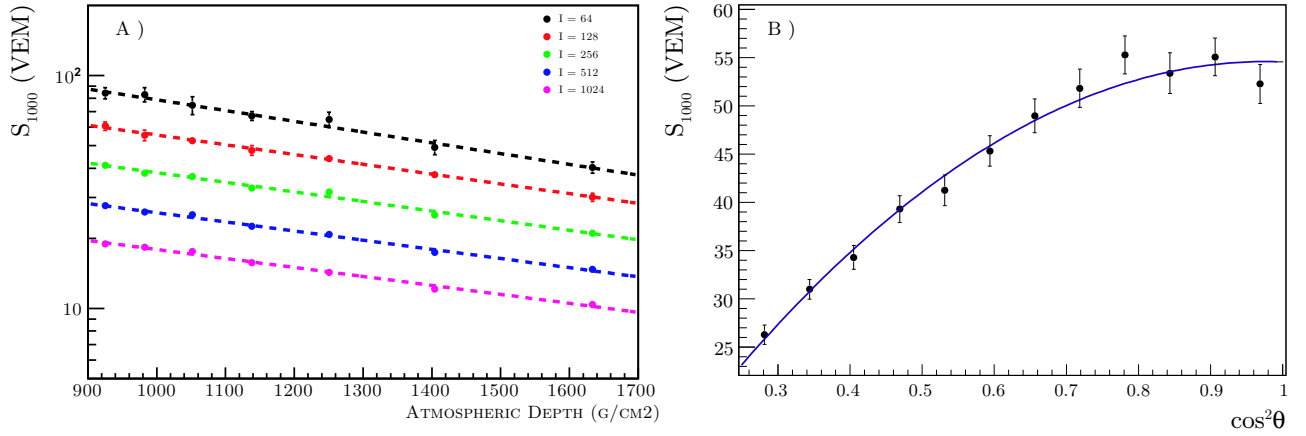


FIG. 3.13 – A -  $S_{1000}$  (VEM) en fonction de la profondeur atmosphérique pour différents choix de l'intensité. B - Courbe d'atténuation calculée pour une intensité  $I_0$  fixées (voir [85]). La ligne bleue correspond à un ajustement quadratique.

de l'intensité choisie. On peut ainsi, la calculer pour une intensité  $I$  donnée, et l'utiliser ensuite quel que soit notre signal. La figure 3.13.B représente la courbe d'atténuation obtenue pour une intensité particulière [85].

L'angle de référence choisi pour la conversion est  $\theta_{\text{ref}} = 38^\circ$ , qui correspond à la valeur médiane de la distribution en angle zénithal des événements réels. Par convention,  $\text{CIC}(38^\circ) = 1$ . On a alors simplement  $S_{38^\circ}^{1000} = S_{38} = S_\theta^{1000} / \text{CIC}(\theta)$ . Pour chaque événement, on peut de cette manière convertir le  $S_{1000}$  en son équivalent à  $38^\circ$ ,  $S_{38}$ .

Il faut ensuite relier le  $S_{38}$  à l'énergie du primaire. C'est ici qu'intervient la spécificité d'Auger de pouvoir détecter les gerbes atmosphériques à la fois avec le réseau de surface et le détecteur de fluorescence. En effet, la conversion du  $S_{38}$  en énergie est effectuée en utilisant les données hybrides pour lesquelles on compare le  $S_{38}$ , obtenu grâce au réseau de surface, à l'énergie mesurée par le FD. La classe d'événements utilisés pour cette exercice est nommée « Golden Hybrid », événements qui sont reconstituables indépendamment par le FD et par le SD [86].

La figure 3.14 [85] représente le  $S_{38}$  en fonction de l'énergie mesurée par le FD, pour 795 de ces événements hybrides, ce qui correspond à la statistique au printemps 2009. L'ajustement de fonction réalisé nous permet de relier le signal mesuré par le SD à l'énergie de la gerbe. Pour plus de détail sur ce dernier, voir la précédente référence.

Cette méthode de conversion du signal SD en énergie permet de limiter les systématiques provenant des simulations de gerbes et du détecteur. Toutefois, cette méthode hérite des systématiques du FD, à hauteur de 22%, la principale contribution provenant de la connaissance de la production de lumière de fluorescence par le diazote de l'air. Ce point pourrait cependant être clarifié par des mesures en laboratoire.

## Résumé

L'estimation de l'énergie d'une gerbe par le détecteur de surface se fait donc en 3 étapes:

- Reconstruction de l'événement: fournit diverses informations, dont un couple  $(S_{1000}, \theta)$  pour l'événement considéré.

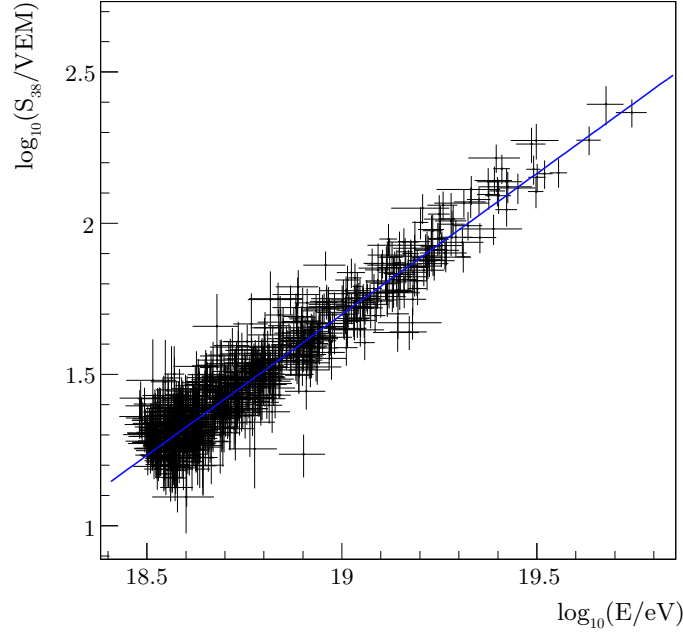


FIG. 3.14 – Corrélation entre  $\log_{10}(E_{FD})$  et  $\log_{10}(S_{38})$  pour 795 événements hybrides utilisés dans l’ajustement. La ligne bleue représente le meilleur ajustement obtenu. Les données en dessous de la ligne brisée n’ont pas été incluses dans ce dernier.

- Conversion du  $S_{1000}|_{\theta}$  en  $S_{38}$ , grâce à la courbe d’atténuation obtenue à l’aide de la méthode du CIC.
- Conversion du  $S_{38}$  en énergie, grâce à l’ajustement effectué sur les événements hybrides, pour lesquels l’énergie FD sert de référence.

Cette méthode ne s’applique toutefois qu’aux événements verticaux, d’angle zénithal inférieur à  $60^\circ$ . Pour les angles plus élevés, les effets d’assymétrie dus au champ géomagnétique, et autres, obligent à recourir à une autre méthode pour estimer l’énergie du primaire. La calibration en énergie utilise aussi les données hybrides, mais contrairement à précédemment, l’estimateur d’énergie utilisé n’est plus le  $S_{38}$ , mais le  $N_{19}$ . Nous expliquerons bientôt à quoi correspond ce nouveau paramètre. De plus, la reconstruction de l’événement est également différente, puisqu’elle fait intervenir des « cartes de muons », que nous présenterons dans la suite. Ce type de reconstruction est basé sur le fait que la composition des gerbes inclinées est dominée par les muons de haute énergie, accompagnés d’un halo électromagnétique provenant de la désintégration de ces particules.

La reconstruction géométrique initiale d’un événement incliné [87], basée sur les temps d’arrivée enregistrés dans les cuves, est peu différente de ce qui est utilisé pour les événements verticaux. Celle-ci permet d’obtenir une première estimation des angles zénithal et azimuthal de la gerbe.

A partir de ce stade, la reconstruction fait alors intervenir ces cartes de muons, dont nous parlons ci-dessus. Celles-ci représentent la distribution au sol de muons provenant de gerbes de protons, pour différents angles zénithaux et azimutaux, et sont obtenues par simulation. La première estimation de la direction d’arrivée permet de sélectionner l’une de ces cartes, et un ajustement bidimensionnel de celle-ci sur les signaux enregistrés dans les cuves, corrigés pour la composante

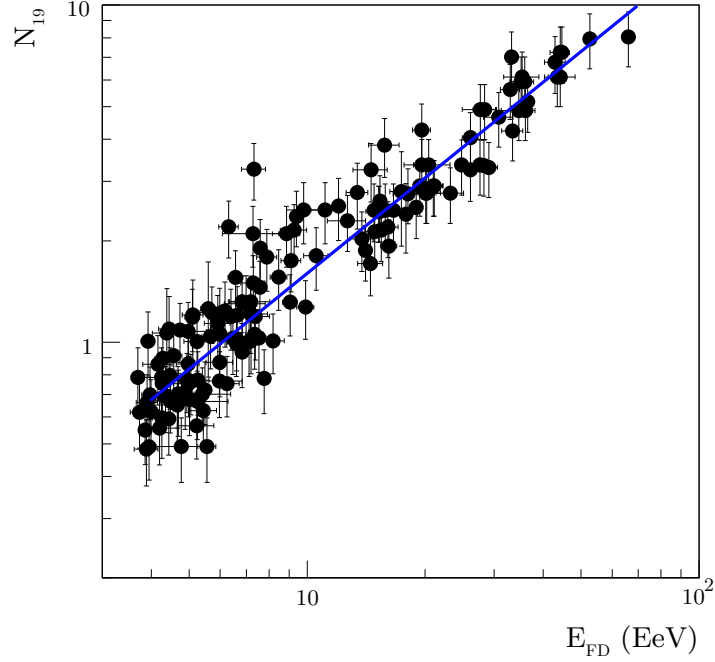


FIG. 3.15 – Corrélation entre l'énergie mesurée par le détecteur de fluorescence et le paramètre  $N_{19}$  obtenu avec le réseau de surface, en échelle log-log. La ligne bleue représente la courbe de calibration permettant la conversion  $N_{19} \leftrightarrow E$ .

électromagnétique résiduelle, est effectué. Cela permet d'obtenir une première estimation du point d'impact de la gerbe. On applique alors une nouvelle reconstruction géométrique, améliorée, prenant en compte la courbure du front de gerbe. Si cela est nécessaire, un nouvel ajustement, avec une carte plus appropriée est effectué. Cette procédure est répétée jusqu'à convergence.

Cette méthode, basée sur les cartes de muons, nous permet de connaître la direction d'arrivée de la gerbe, mais pas uniquement. En effet, toutes ces cartes sont produites à partir de simulations de gerbes de protons, à une énergie unique de  $10^{19}$  eV, et la densité de muons contenue dans ces dernières n'est donc représentative que de cette énergie. Mais, pour une direction d'arrivée donnée  $(\theta, \phi)$ , la forme de la distribution moyenne de muons est peu sensible à l'énergie, la composition ou encore au modèle hadronique utilisé dans la simulation [89], ce qui permet l'utilisation d'un unique facteur de normalisation pour quantifier les différences. Et la procédure d'ajustement nous fournit également ce facteur, le  $N_{19}$ , correspondant au nombre total de muons de l'évènement, comparé à celui d'une gerbe de  $10^{19}$  eV. Ce paramètre peut être utilisé comme estimateur de l'énergie de la gerbe, un  $N_{19} > 1$  correspondant a priori à une gerbe d'énergie  $E > 10^{19}$  eV, et inversement. La procédure de calibration en énergie est alors la même que celle appliquée pour les évènements verticaux, mais en remplaçant le  $S_{38}$  par le  $N_{19}$ .

Sur la figure 3.15, on représente la courbe de calibration pour les évènements inclinés, présentée durant la conférence ICRC de 2009 [88], qui permet d'estimer l'énergie de gerbes inclinées.

Comme auparavant, cette estimation de l'énergie hérite des systématiques du FD. De plus, le nombre d'évènements disponibles est beaucoup moins grand que pour les gerbes verticales, ce qui implique également une plus grande incertitude sur la fonction de conversion. Toutefois, ce

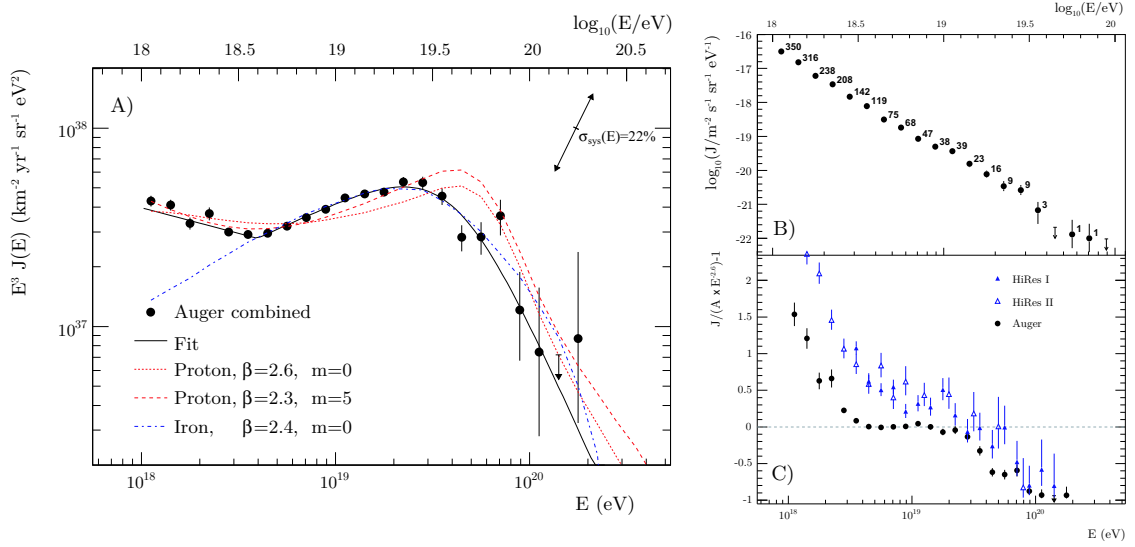


FIG. 3.16 – A - Spectre en énergie obtenu à partir des données du SD pour les évènements verticaux (noir), les évènements hybrides (rouge), et les évènements SD inclinés (bleu). Le flux est multiplié par  $E^3$  pour une meilleure vision des changements d'indice. B - Flux différentiel  $J$  en fonction de l'énergie. Les données utilisées peuvent être trouvées ici [91]. C - Comparaison des données de Auger et de HiresI et II avec un flux en  $E^{-2.6}$ . A représente l'acceptance du détecteur considéré. Le trait horizontal correspond à un flux d'indice -2.6.

sont encore les erreurs liées à l'échelle d'énergie du détecteur de fluorescence qui dominent. Les références [87, 88] contiennent une description plus détaillée de ces méthodes de reconstruction et de calibration.

### 3.5 Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous allons décrire brièvement quelques résultats expérimentaux particulièrement intéressants déjà publiés par l'observatoire.

#### 3.5.1 Spectre en énergie

Ce point est sans doute l'un des plus attendus, suite aux contradictions entre les résultats des expériences précédentes.

La figure 3.16.A représente le flux du rayonnement cosmique mesuré par Auger pour des énergies supérieures à  $10^{18}$  eV, présenté dans la référence [90]. Celui-ci combine les données hybrides, avec les données des évènements purs SD, verticaux et horizontaux. Le flux  $y$  est multiplié par  $E^3$ , pour une meilleure visualisation des changements d'indice. Ce qui importe le plus ici, c'est le signe de chute brutale que l'on semble observer au-delà de  $\sim 4 \times 10^{19}$  eV. Ce point a déjà été étudié en détail par la collaboration, et a donné lieu à une publication mi-2008 [93].

La figure 3.16.B nous donne le spectre en énergie, n'utilisant que les données verticales du détecteur de surface, sous une forme différente de celui présenté précédemment. Les nombres sur celui-ci représentent le nombre d'évènements détectés pour l'intervalle en énergie considéré.



Les variations d'indice sont plus difficiles à déceler sur cette forme de spectre. Pour étudier ces derniers, un ajustement par une fonction en loi de puissance a été appliqué entre  $4 \times 10^{18}$  eV et  $4 \times 10^{19}$  eV, en utilisant la méthode décrite dans [94]. L'indice obtenu est  $2.59 \pm 0.02$ . Si aucun changement d'indice n'existait pour les énergies supérieures à  $4 \times 10^{19}$  eV, le nombre d'événements attendus serait de  $343 \pm$  entre  $4 \times 10^{19}$  et  $10^{20}$  eV, et  $72 \pm 1$  au-delà de cette énergie. Le nombre d'événements détectés n'est en fait que de 99 et 3 respectivement. L'indice pour  $E > 4 \times 10^{19}$  eV, calculé comme précédemment est  $4.3 \pm 0.2$ . Ce résultat souligne donc une **suppression claire du flux du rayonnement cosmique**, comme décrite précédemment par l'expérience Hires. La figure 3.16.C présente d'ailleurs une comparaison des flux obtenus par chacune des deux expériences, par rapport à un flux en  $E^{-2.6}$ . Les données d'Hires [95] présentent une décroissance plus douce avant  $4 \times 10^{19}$  eV, mais les positions du changement de pente sont en bon accord. Les figures présentées ci-dessus correspondent aux données collectées au printemps 2009.

Ce résultat est d'une extrême importance, puisqu'il apporte un argument supplémentaire en faveur de la coupure GZK. Toutefois, le travail visant à éclaircir l'origine d'un tel changement d'indice doit être poursuivi.

### 3.5.2 Anisotropie du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, le rayonnement cosmique a toujours été observé comme isotrope, quelles que soient les énergies étudiées jusque là. Toutefois, le rayon de gyration des particules chargées devenant tellement grand aux plus hautes énergies, l'hypothèse selon laquelle ces particules pourraient ne plus être (ou quasiment plus) déviées, et ainsi qu'une anisotropie puisse apparaître pour les énergies les plus extrêmes, a toujours semblé plausible. Le problème est que pour faire apparaître une telle anisotropie, une statistique importante est nécessaire, ce qui n'était pas le cas jusque là.

Des études concernant les anisotropies ont été menées par l'observatoire Pierre Auger et ont conduit à la publication d'un article contenant deux résultats importants [97].

Le premier d'entre eux, est sans doute celui qui sera ressorti le plus clairement dans la communauté scientifique, et auquel le plus d'importance a été attaché. Celui-ci suggère la corrélation entre la direction d'arrivée d'une partie des rayons cosmiques de ultra haute énergie détectés et la position de noyaux actifs de galaxie, donnée par le catalogue Véron-Cetty [98]. Nous passerons sur les détails de l'analyse utilisée, qui peuvent être trouvés dans la référence [97], et nous nous attacherons simplement au résultat final. Celui-ci est illustré par la figure 3.17, qui démontre la corrélation de 27 événements détectés avec des AGN du catalogue, et qui correspond à la situation à la publication de l'article en 2008.

Les événements en corrélation possèdent une énergie  $E > 57$  EeV. Les AGN quant à eux sont ceux qui sont situés à une distance de la Terre inférieure à 71 Mpc (redshift  $z \leq 0.017$ ). Un événement corrèle si le cercle de  $3.2^\circ$  centré sur sa direction d'arrivée contient au moins un AGN. Les valeurs des différents paramètres cités ici ont été définies par une procédure robuste expliquée dans la référence précédente.

Ce résultat semble indiquer que les sources du rayonnement cosmique, aux plus hautes énergies ( $> 57$  EeV), sont associées aux AGNs, ce qui suggère une origine extragalactique. De plus, le champ magnétique extragalactique ne serait alors pas assez grand pour dévier de manière significative ces particules lors de leur propagation vers la Terre.

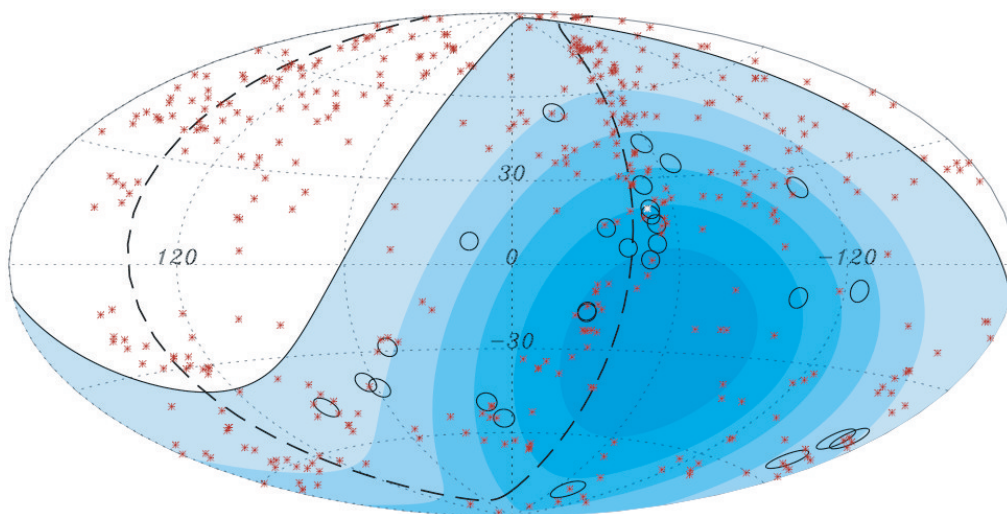


FIG. 3.17 – Projection de la sphère céleste en coordonnées galactiques. Les cercles représentent des zones de  $3.2^\circ$  centrées sur les directions d'arrivée de 27 rayons cosmiques détectés par l'observatoire Pierre Auger, avec une énergie supérieure à 57 EeV. Les astérisques rouges indiquent la position des 442 AGN du catalogue, dont la distance est plus petite que 71 Mpc. La zone bleutée correspond à la couverture du site sud d'Auger.

Le second résultat contenu dans ce papier est sous-entendu dans ce que nous avons présenté ci-dessus. Il s'agit de l'anisotropie du rayonnement cosmique. La procédure développée par la collaboration a ainsi permis de tester l'hypothèse d'isotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie  $E > 57$  EeV, laquelle a été rejetée à un niveau de confiance de plus de 99%. La figure 3.18 représente l'évolution du rapport  $R$  de vraisemblance (voir [97]) en fonction du nombre d'événements de plus de 57 EeV détectés. Ce dernier est « l'estimateur d'anisotropie » tel que défini dans le test. Dans la procédure, si à un moment quelconque, la valeur de  $R$ , réévaluée à chaque détection d'un événement avec  $E > 57$  EeV, devait dépasser 95 (représentée par la ligne-tiret noire), alors l'hypothèse d'anisotropie serait établie avec un niveau de confiance de 99%. C'est ce qui s'est produit avec la détection de l'événement N° 10. Le nombre d'événements apparaissant en abscisse de ce graphe doit en fait être ajouté à 15 précédents événements, faisant partis d'un ensemble de données indépendant ayant servi à déterminer les différents paramètres apparaissant dans ce test.

C'est, selon moi, ce résultat qui est le plus important de tous. Non pas que le précédent ne le soit pas, bien au contraire. Mais, la question des anisotropies a toujours été un point central de la physique du rayonnement cosmique. Et, sa démonstration constitue une avancée importante dans ce domaine.

Ce papier ne démontre aucunement que les sources du rayonnement cosmique sont les AGNs. La seule chose que l'on peut dire, c'est que ces sources semblent être liées de manière plus ou moins directe à la distribution de ces noyaux actifs de galaxie. De plus, il est connu que le catalogue utilisé dans ce travail n'est pas une liste complète des AGNs existants. On ne peut donc pas garantir la stabilité du signal de corrélation sur le long terme.

Une mise à jour du résultat présenté ci-dessus a été effectuée en utilisant les données collectées depuis la publication, jusqu'au 31 Mars 2009 [?]. Des 31 nouveaux événements possédant une

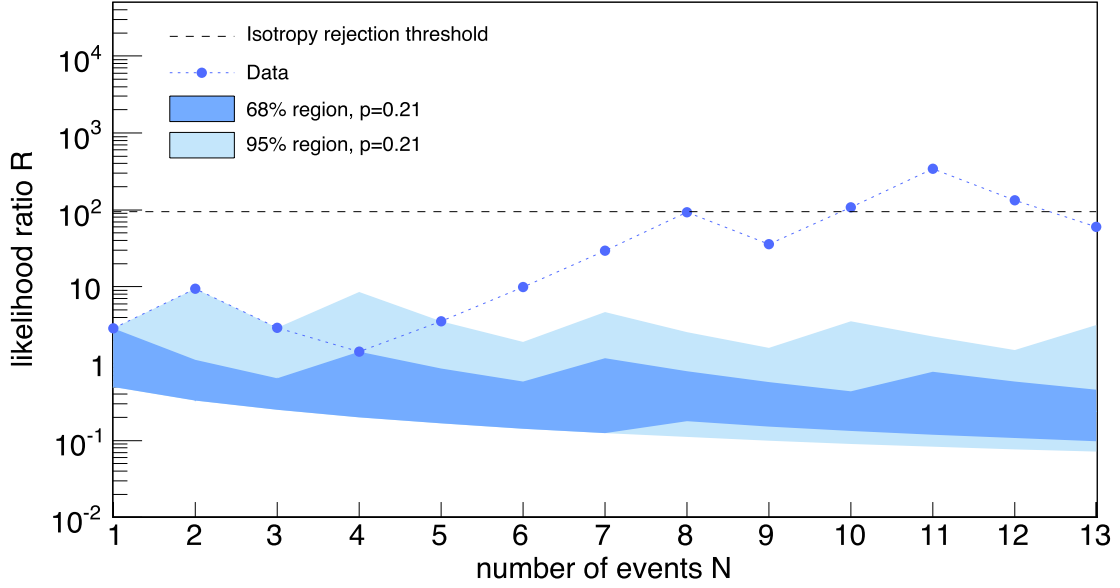


FIG. 3.18 – Rapport des vraisemblances  $R$  en fonction du nombre d'événements d'énergie supérieure à 57 EeV (trait brisé bleu). Les tirets noirs représentent le seuil de rejection de l'hypothèse d'isotropie. Les régions bleutées représentent les valeurs attendues dans le cas d'un ciel isotrope, à 68 et 95% de niveau de confiance (voir légende).

énergie supérieure à 55 EeV, seuls 8 sont en corrélation avec des AGNs du catalogue (6.5 attendus pour un ciel isotrope). Les nouvelles données accumulées depuis la publication n'ont ainsi pas aidé à consolider le signal de corrélation, mais celui-ci reste tout de même encore compatible avec l'anisotropie.

### 3.5.3 Limite sur le flux de photons de ultra haute énergie

L'observation de photons UHE représente un moyen puissant pour contraindre les modèles de production de rayons cosmiques de type Top-Down. L'observatoire Pierre Auger, de part sa conception particulière, offre la possibilité d'obtenir des résultats particulièrement compétitifs dans ce domaine.

Une méthode pour chercher des gerbes générées par de tels photons à l'aide du détecteur de surface a été développée, en utilisant des observables sensibles au développement longitudinal de la gerbe, où se situe la principale différence d'une gerbe de photon [100]. Celle-ci a permis d'obtenir une limite sur le flux de photons d'énergie supérieure à  $10^{19}$  eV, ainsi que sur la fraction de photons dans le flux du rayonnement cosmique [101]. La figure 3.19, provenant du papier précédemment cité, présente ces deux résultats: à gauche, on a représenté le flux de photons attendus pour différents modèles, ainsi que le flux de photons GZK, tandis qu'à droite, ce sont les fractions de photons, pour les mêmes modèles, qui sont représentées. Les flèches noires correspondent aux limites obtenues à partir de l'analyse des données du SD. Les flèches grises correspondent à des limites obtenues par d'autres expériences (voir référence précédente). Les valeurs obtenues pour les limites sur le flux sont:

$$- 3.8 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ yr}^{-1} \text{ pour } E > 10^{19} \text{ eV},$$

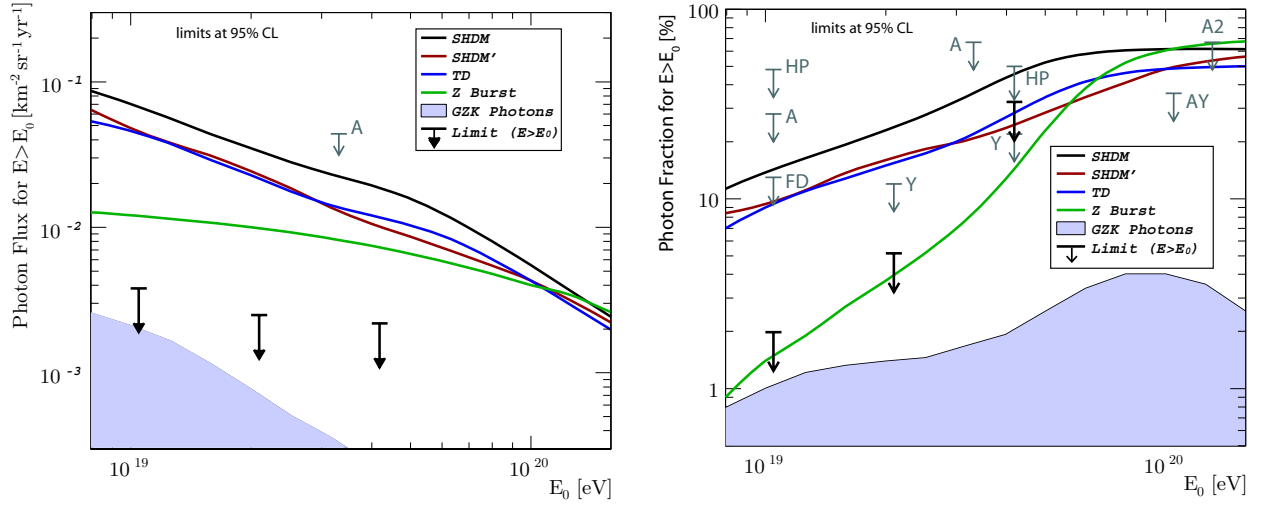


FIG. 3.19 – Gauche: Limites supérieures, à 95% de niveau de confiance, sur le flux de photons de ultra haute énergie obtenues par l’observatoire Pierre Auger, pour  $E > 10^{19}$ ,  $2 \times 10^{19}$  et  $4 \times 10^{19}$  eV. Droite: Limites sur la fraction de photons dans le flux total de rayons cosmiques, pour les mêmes énergies que précédemment. Dans ces deux figures, les flèches noires donnent les valeurs des limites obtenues, et les lignes solides représentent les flux et fractions attendus pour différents modèles, donnés dans la légende. Pour des détails sur ces derniers, se référer à [101]. La zone bleutée correspond aux flux et fraction de photons GZK.

- $2.5 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1}$  pour  $E > 2 \times 10^{19}$  eV,
- et  $2.2 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1}$  pour  $E > 4 \times 10^{19}$  eV.

Ces limites sont une très bonne amélioration des précédentes valeurs fournies par plusieurs expériences, et permettent de contraindre fortement plusieurs modèles de production du rayonnement cosmique.

### 3.5.4 Neutrinos de ultra haute énergie

L’analyse des données enregistrées par le détecteur de surface de l’observatoire Pierre Auger a également permis d’obtenir une limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos de ultra haute énergie. Toutefois, nous réserverons la présentation de ce résultat pour plus tard, puisqu’il est directement lié au travail qui sera présenté dans la suite de ce texte.

## Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté de manière brève les ensembles de détection du site sud de l’observatoire Pierre Auger, ainsi que leurs capacités pour l’étude du rayonnement cosmique de ultra haute énergie, dans son ensemble. On a ainsi pu voir que ce dernier possède un potentiel d’étude sans précédent, touchant à de nombreux sujets, comme l’illustrent les quelques résultats présentés précédemment.

Il faut également noter que des extensions du site Sud, du nom de AMIGA [102] et HEAT

[103], sont également en cours à l'heure actuelle, pour pousser encore plus loin les études déjà réalisées pour le moment.

La suite de ce manuscript sera maintenant consacrée à la physique des neutrinos de ultra haute énergie, sujet de cette thèse, ainsi qu'à leur étude au sein de la collaboration Pierre Auger.

## Deuxième partie

# Les neutrinos de ultra haute énergie



## Chapitre 4

# Généralités

Nous abordons enfin dans ce chapitre la question des neutrinos de ultra haute énergie.

La recherche de neutrinos de ultra haute énergie est un des enjeux grandissants de la communauté de physique des astroparticules. Cela s'explique de part les nombreuses informations que l'étude de telles particules sont susceptibles de nous apporter.

Le premier argument met simplement en avant le fait que ces particules sont neutres électriquement. De plus, elles n'interagissent que par interaction faible. Ces deux points les distinguent ainsi de tous les autres primaires détectés à ce jour, faisant des neutrinos les seules particules susceptibles de parvenir sur Terre sans connaître la moindre interaction ou le moindre changement de trajectoire. Ces caractéristiques font miroiter bien évidemment la possibilité de développer une véritable astronomie de pointage basée sur la détection de neutrinos.

Mais, en plus de cette particularité, les neutrinos représentent aussi un intérêt dans le cadre de la compréhension générale de la physique des astroparticules. L'étude des flux de neutrinos pourrait ainsi permettre de contraindre plusieurs modèles d'émission de sources gamma ou d'obtenir également une meilleure connaissance des sources du rayonnement cosmique « classique » (hadrons).

Nous présenterons tout d'abord les différentes expériences liées à la détection de neutrinos de UHE, avant d'aborder le problème des sources de telles particules. Nous finirons en discutant du potentiel de l'observatoire Pierre Auger pour la détection de ces particules.

### 4.1 Le neutrino

Le neutrino est une particule du modèle standard faisant parti du groupe des leptons, seules particules avec les quarks à être considérées pour l'instant comme véritablement fondamentales. Il existe trois familles de leptons, et donc trois types de neutrinos différents: l'électron  $e^-$  et le neutrino électronique  $\nu_e$ , le muon  $\mu^-$  et le neutrino muonique  $\nu_\mu$  ainsi que le tau  $\tau^-$  et le neutrino tau  $\nu_\tau$ . Il existe bien évidemment aussi des anti-neutrinos, notés  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_\tau$ , associés aux antileptons chargés correspondants. Si les neutrinos sont des particules de Majorana, neutrino et antineutrino ne sont alors qu'une seule et même particule.

Que sait-on de ces particules? Tout d'abord, contrairement aux électrons, muons ou taus, les neutrinos sont des particules neutres. Ils ne se couplent donc pas aux photons et sont donc



insensibles à l'interaction électromagnétique. Et, en tant que leptons, ils sont aussi insensibles à l'interaction forte. Ces particules ne peuvent donc agir que par interaction faible, ce qui leur vaut une section efficace d'interaction extrêmement petite, qui les rend très difficiles à détecter. Le neutrino possède donc deux interactions différentes, correspondant aux différents vecteurs de l'interaction faible:

$$\text{Interaction Courant Chargé (CC), ex:} \quad \begin{array}{l} \nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u \\ \bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d \end{array} \quad (4.1)$$

$$\text{Interaction Courant Neutre (NC), ex:} \quad \begin{array}{l} \nu_\mu + d \rightarrow \nu_\mu + d \\ \bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \bar{\nu}_\mu + u \end{array} \quad (4.2)$$

Nous reviendrons plus en détail sur ces interactions et leurs propriétés dans le prochain chapitre.

Mis à part ces quelques informations, on peut dire que le neutrino est encore à l'heure actuelle une particule plutôt mal connue, en comparaison avec les leptons chargés par exemple. Ainsi, si l'on pense depuis quelques années que les neutrinos, que l'on supposait tout d'abord de masse nulle, possèdent en fait une masse finie, celle-ci demeure un mystère, du fait principalement de la précision nécessaire pour déterminer des masses aussi faibles (inférieures à 2 eV). Au problème des masses, on peut associer celui de l'oscillation des neutrinos. Ce dernier joue un rôle extrêmement important dans le travail qui suit. C'est pourquoi nous tenons à le présenter de manière suffisamment détaillée.

#### 4.1.1 Oscillations des neutrinos

L'oscillation des neutrinos est un phénomène quantique prédit par Bruno Pontecorvo en 1967 [104], selon lequel un neutrino créé avec une saveur particulière pourrait se convertir spontanément en un neutrino d'une autre famille, lors de sa propagation. Ce phénomène apporte une solution au déficit de neutrinos électroniques en provenance du soleil pointé par plusieurs expériences. En 1990, toutes les données existantes alors conduisaient à la même conclusion, celle d'un déficit dans le nombre de neutrinos détectés, en comparaison avec le modèle standard du soleil, pourtant considéré par tous comme très robuste. La confirmation de ces observations par la collaboration SNO en 2002[105] est considérée comme l'une des deux grandes preuves en faveur des oscillations des neutrinos. La seconde provient des expériences Kamiokande en 1992 [106] et de son successeur Super-Kamiokande en 1998, et met en évidence cette fois l'oscillation des neutrinos muoniques atmosphériques.

Les neutrinos ont tout d'abord été considérés de masse nulle. Mais l'idée de Pontecorvo implique que ceux-ci possèdent une masse non-nulle et qu'il existe trois états propres de masse différents. La mise en évidence des déficits au niveau des flux de neutrinos solaires et atmosphériques est donc non seulement une preuve de l'existence des oscillations neutrinos, mais également que ces particules possèdent bel et bien une masse finie.

Si on considère uniquement trois familles de neutrinos légers se couplant au  $Z^0$ , comme semblent l'indiquer les résultats des 4 expériences du LEP [108], alors il existe 3 états propres de masse  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$  tels que les 3 saveurs de neutrinos connues correspondent en fait à une combinaison linéaire de ces états de masse:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathcal{U} \times (\nu_1, \nu_2, \nu_3). \quad (4.3)$$

$\mathcal{U}$  est la matrice unitaire de mélange leptonique qui gouverne les différentes transitions entre saveurs de neutrinos.

Il existe de nombreuses références donnant une description précise des mécanismes liés à l'oscillation des neutrinos [109]. Nous nous contenterons d'une description simple des grands principes et des différents paramètres qui entrent en jeu.

Considérons tout d'abord le cas simplifié d'un modèle possédant uniquement deux familles de neutrinos. La relation entre neutrinos observés et états propres de masse peut alors s'écrire sous la forme:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} (\nu_1, \nu_2), \quad (4.4)$$

où  $\theta$  est alors l'angle de mélange entre les neutrinos de saveurs électronique et muonique.

Le passage à 3 familles de neutrinos implique le recours à 2 angles et une phase supplémentaires pour décrire le mélange entre nos deux neutrinos considérés plus haut et le neutrino supplémentaire. La matrice  $\mathcal{U}$  est alors écrite à partir de 3 matrices sous la forme:

$$\mathcal{U} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

où on a noté  $\cos \theta_{ij} = c_{ij}$  et  $\sin \theta_{ij} = s_{ij}$ , avec  $\theta_{ij}$  les 3 angles de mélange. Le passage à trois familles fait également apparaître une phase de violation CP  $\delta$ .

On peut également faire apparaître deux phases supplémentaires,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  en multipliant la matrice précédente par:

$$\begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.6)$$

Ces termes de phases n'ont d'importance que si le neutrino est une particule de Majorana, c'est à dire qui est sa propre antiparticule.

Au moment de sa création, un neutrino se trouve de manière stricte dans un des trois états de mélange définis par les différents coefficients de la matrice  $\mathcal{U}$ , c'est à dire dans un des états connus  $|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$ , avec  $\alpha = e, \mu, \tau$ . Cette propriété est le premier point qui permet l'apparition d'oscillations.

Considérons maintenant un neutrino créé à l'instant  $t = 0$ , en  $x = 0$  que l'on peut écrire sous la forme  $|\nu_\alpha(0, 0)\rangle$ . En mécanique quantique, l'évolution d'un état propre de masse est obtenue par l'application d'un facteur de phase. Notre état de départ étant une superposition de 3 états propres de masse différents, son évolution au bout d'un temps  $t$  et d'une distance  $L$  est donnée par:

$$|\nu_\alpha(L, t)\rangle = \sum_i \left[ U_{\alpha i} |\nu_i(0, 0)\rangle \times e^{-i(E_i t - p_i L)} \right] \quad (4.7)$$

On peut ainsi écrire l'amplitude suivante:

$$\langle \nu_\alpha(L, t) | \nu_\alpha(L, t) \rangle = \sum_i \sum_j \left[ \mathcal{U}_{\alpha i} \mathcal{U}_{j\alpha}^* \langle \nu_{j\alpha}(0, 0) | \nu_{i\alpha}(0, 0) \rangle \times e^{-i((E_i - E_j)t - (p_i - p_j)L)} \right], \quad (4.8)$$

qui permet de calculer la probabilité pour qu'un neutrino produit en  $(L = 0, t = 0)$  dans une saveur  $\alpha$  soit détecté en  $(L, t)$  dans cette même saveur. C'est ici que les masses entrent en jeu. En effet cette expression fait apparaître le temps  $t$ . En pratique, toutefois, on ne connaît pas ce temps de transit  $t$ . Mais, on peut alors considérer que  $t \simeq L/\bar{v}$ , avec

$$\bar{v} = \frac{p_i + p_j}{E_i + E_j}, \quad (4.9)$$

qui est une approximation de la moyenne des vitesses des composantes  $\nu_i$  et  $\nu_j$ . On peut alors écrire:

$$(E_i - E_j)t - (p_i - p_j)L \simeq \frac{M_i^2 - M_j^2}{2E} L = \frac{\Delta M_{ij}^2}{2E} L, \quad (4.10)$$

ce qui fait alors apparaître les masses des états propres  $\nu_i$  et  $\nu_j$ . On voit que pour des masses nulles ou identiques, alors le terme de phase est égal à 1 et dans ce cas, il n'y a pas de transitions entre saveurs. On peut le voir également dans le calcul de la probabilité de transition  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ , telle que calculée par Kayser dans la référence [110]:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} \\ & - 4 \sum_{i>j} \mathcal{R}(\mathcal{U}_{\alpha i}^* \mathcal{U}_{\beta i} \mathcal{U}_{\alpha j} \mathcal{U}_{\beta j}^*) \sin^2 \left[ \Delta M_{ij}^2 L / 4E \right] \\ & + 2 \sum_{i>j} \mathcal{I}(\mathcal{U}_{\alpha i}^* \mathcal{U}_{\beta i} \mathcal{U}_{\alpha j} \mathcal{U}_{\beta j}^*) \sin \left[ \Delta M_{ij}^2 L / 2E \right]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

$\mathcal{R}$  et  $\mathcal{I}$  désignent respectivement les parties réelles et imaginaires de la matrice considérée.

Cette expression met en avant une chose essentielle. Si l'on considère  $\Delta M_{ij}^2 = 0$ , quels que soient  $i$  et  $j$ , alors on voit que:

$$\begin{cases} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = \delta_{\alpha\alpha} = 1 \\ P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} = 0, \forall \alpha \neq \beta \end{cases} \quad (4.12)$$

Si les neutrinos sont de masses nulles ou identiques, il n'existe aucune transition possible. Dans le cas contraire, la probabilité de détecter un neutrino, créé dans un état de saveur donné, dans le même état de saveur, au bout d'une distance  $L$ , n'est plus 1. Autrement dit, le nombre leptonique de saveur n'est plus parfaitement conservé, et les neutrinos peuvent changer de saveur.

Les différents paramètres pertinents pour la description des oscillations sont donc: les trois angles de mélange  $\theta_{ij}$ , deux différences de masse  $\Delta M_{ij}$ , une phase de violation CP  $\delta$  et deux autres termes de phase qui apparaissent dans le cas de neutrinos de Majorana. Une fois ces paramètres fixés, le comportement est dicté par le terme  $L/E$ . La probabilité d'apparition d'une saveur particulière oscille avec la distance parcourue, et ce plus ou moins vite en fonction de l'énergie.

Le phénomène d'oscillation joue un rôle très important pour l'étude qui sera présentée dans le chapitre suivant.

## 4.2 Expériences

Au cours des dernières années, un effort grandissant a été mis en place pour développer une nouvelle génération de détecteurs dédiés entièrement à la détection de neutrinos de très haute énergie. On peut ainsi citer 4 expériences dans l'hémisphère Nord, à savoir Baikal [111], NEMO [112], NESTOR [113] et ANTARES [114]; et 2 dans l'hémisphère Sud, AMANDA [115] et son successeur, IceCube [116]. Ces expériences sont basées sur le même principe, à savoir la détection à l'aide d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs, de la lumière Cherenkov produite par le passage de particules chargées, issues de l'interaction courant chargé d'un neutrino muonique avec la matière. On peut séparer les expériences citées ci-dessus en 2 catégories, suivant le milieu radiatif choisi pour instrumentation. Ainsi, les expériences BAIKAL, NEMO, NESTOR et ANTARES se situent en pleine mer et utilisent donc l'eau liquide, tandis que les détecteurs AMANDA et IceCube sont eux plongés dans la glace. Nous tenons à décrire plus en détail deux expériences parmi les six citées jusqu'ici. Nous fournirons donc des informations supplémentaires quant aux techniques de détection et d'instrumentation utilisées dans ces descriptions.

On peut aussi noter que d'autres projets, comme l'expérience ANITA [117], développent la détection d'émissions radio cohérentes produites par des gerbes initiées par des neutrinos dans la matière, ou encore la détection d'ondes acoustiques générées par l'interaction des neutrinos à l'intérieur de milieux denses.

### 4.2.1 L'expérience ANTARES

Le détecteur ANTARES est situé à 2475 m de profondeur, dans la mer Méditerranée, au large de la ville de Toulon. Le détecteur consiste en un réseau de photomultiplicateurs répartis le long de douze lignes indépendantes de 450 m de hauteur, espacées les unes des autres de  $\sim 75$  m. Les lignes sont ancrées au fond de la mer et sont maintenues à la verticale grâce à des bouées. Sur chacune de ces lignes, la détection de la lumière Cherenkov est effectuée à l'aide de 25 étages comprenant chacun 3 photomultiplicateurs. On peut voir sur la figure 4.1 une représentation de la configuration du détecteur.

Une telle installation nécessite des moyens de déploiement peu communs, à la fois pour l'installation et pour la maintenance (bateaux et robots sous-marins). La construction de ce détecteur a commencé en 2006 et le déploiement des lignes s'est achevé courant 2008, rendant le détecteur totalement opérationnel. Il faut noter qu'ANTARES est pour le moment le seul détecteur de ce type à avoir été achevé.

Les caractéristiques de ce détecteur lui permettent d'atteindre une résolution meilleure que  $0.3^\circ$  pour des neutrinos d'énergie supérieure à la dizaine de TeV. Le seuil en énergie d'un tel détecteur se situe aux alentours de la dizaine de GeV. Mais le détecteur est optimisé pour la détection de neutrinos possédant une énergie comprise entre 100 GeV et 100 TeV.

Le détecteur ANTARES est malheureusement de taille relativement modeste pour la détection des neutrinos aux plus hautes énergies. C'est pourquoi la collaboration ANTARES fait depuis quelques temps partie du consortium KM3NeT [118], qui réunit les différents projets de télescopes présents en mer Méditerranée, autour du développement d'un nouveau détecteur représentant un volume instrumenté d'un  $\text{km}^3$ . La phase de conception de ce détecteur a débuté en Février 2006 et se terminera en 2010 avec la publication d'un TDR (**T**echnical **D**esign **R**eport).

La surface effective de détection de neutrinos en fonction de l'énergie est représentée sur la

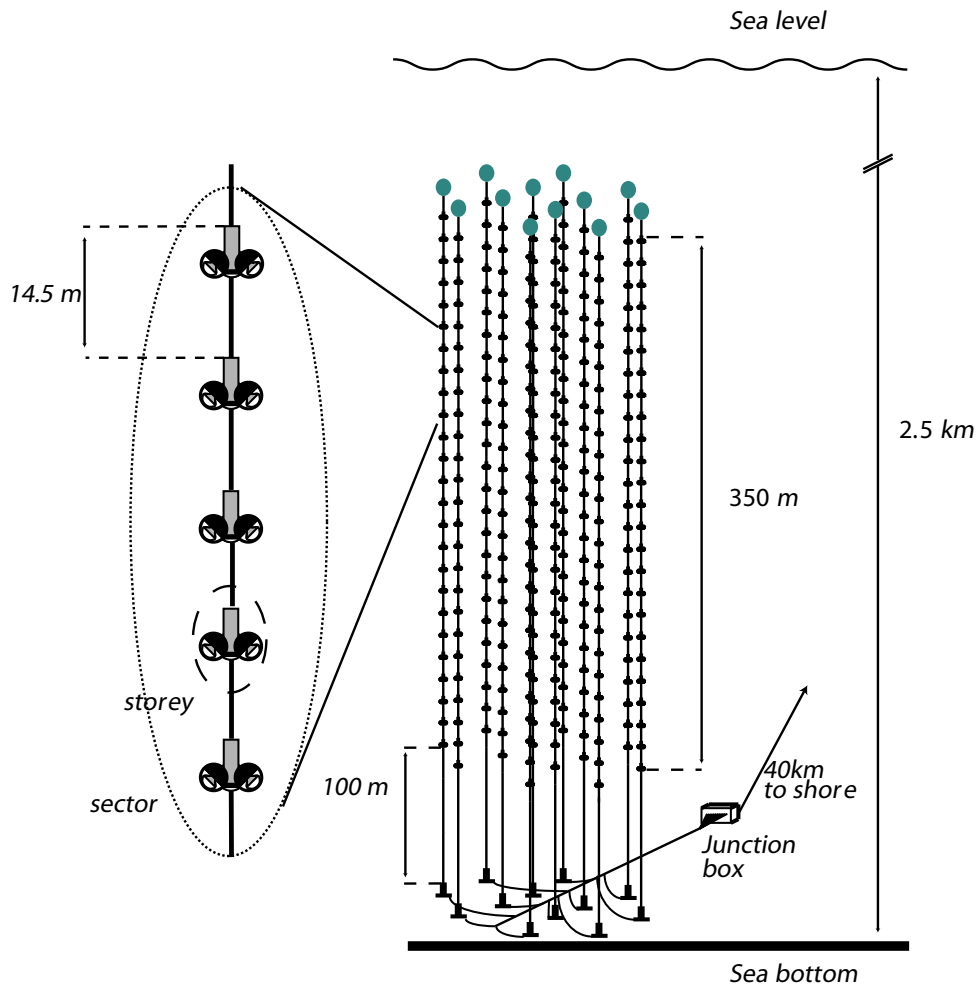


FIG. 4.1 – Représentation du détecteur ANTARES tel qu'il a été déployé. Les 12 lignes existantes sont représentées, le zoom représentant un module composé de 5 étages de 3 modules optiques. Les 12 lignes sont reliées à la côte grâce à un câble de 40 km de long.

figure 4.3, pour l'expérience ANTARES, ainsi que pour deux configurations du futur KM3NeT.

#### 4.2.2 IceCube

Le détecteur IceCube est l'équivalent du futur KM3NeT, puisqu'il instrumentera également un volume de l'ordre du kilomètre cube, mais cette fois dans la glace du pôle sud. Ce dernier comprendra 80 lignes comprenant chacune 60 modules optiques positionnés entre 1450 et 2450 m de profondeur. Les lignes sont arrangées selon un motif hexagonal et sont espacées les unes des autres d'une distance de 125 m.

Le détecteur IceCube est surmonté d'un réseau de surface nommé IceTop, couvrant une surface de 1 km<sup>2</sup>. Ce dernier sera composé de 80 stations situées quasiment au-dessus de chaque ligne de IceCube. Chaque station consiste en 2 cuves contenant de la glace, et instrumentées à l'aide de la même électronique que le détecteur de neutrinos. Ce réseau de surface peut être utilisé comme

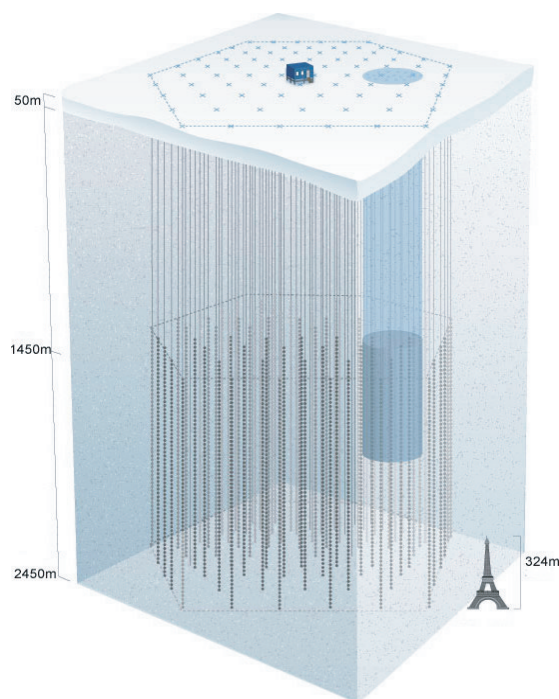


FIG. 4.2 – Vue schématique du détecteur IceCube après déploiement complet.

veto contre les gerbes atmosphériques qui pourraient être reconstruites comme des neutrinos de ultra haute énergie.

La figure 4.2 fait apparaître une représentation du détecteur IceCube tel qu'il devrait être une fois le déploiement achevé. Celui-ci est d'ailleurs bien avancé puisque 40 lignes, ainsi que 40 stations de surface avaient déjà été déployées en Septembre 2008. La construction du détecteur devrait s'achever aux alentours de 2011.

### 4.3 Sources astrophysiques de neutrinos

La question des sources de neutrinos de ultra haute énergie est un problème compliqué. En effet, bien qu'il soit couramment admis qu'il puisse exister dans l'univers des mécanismes permettant la production de telles particules, leur existence reste néanmoins très incertaine.

Parmi les mécanismes de production du rayonnement cosmique de ultra haute énergie présentés dans le chapitre 1, les modèles dits Top-Down, mettant en jeu la désintégration de particules supermassives, prévoient des flux de neutrinos importants, supérieurs au flux des particules chargées couramment détectées. Nous verrons dans le chapitre suivant que ceux-ci sont à présent fortement contraints par les résultats récents de l'observatoire Pierre Auger.

Modèles exotiques mis à part, l'existence de neutrinos de ultra haute énergie est corrélée avec celles des rayons cosmiques de types noyaux. Le mécanisme de production de neutrinos est en effet lié aux chaînes de désintégration des mésons chargés et des muons, provenant de deux mécanismes possibles: la diffusion inélastique avec la matière environnante, du type  $pp$ ; ou des interactions de photoproduction sur un champ de photons,  $p\gamma$ . Il existe à l'heure actuelle une quasi certitude

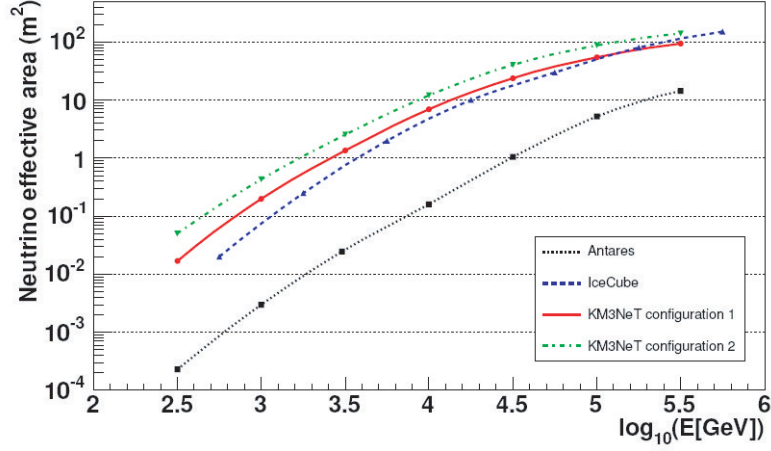


FIG. 4.3 – Surface effective de détection de neutrinos en fonction de l'énergie en GeV pour ANTARES, IceCube, ainsi que deux configurations possibles du futur KM3NeT. Cette figure est extraite de la référence [118].

quant au fait que les rayons cosmiques aux plus hautes énergies sont en effet des hadrons, la masse de ces particules étant encore incertaine. Il paraît alors difficilement concevable que des neutrinos ne soient pas produits également.

Nous séparerons les sources possibles de neutrinos en deux catégories: les sources individuelles, pour lesquelles la production de neutrinos survient dans le voisinage proche de la source à l'origine des hadrons; et les sources diffuses, liées aux interactions des hadrons lors de leur propagation vers la Terre. Cette dernière catégorie est liée à l'effet GZK présenté dans le chapitre 1.

#### 4.3.1 Sources individuelles de neutrinos

Le statut de source ponctuelle de neutrinos requiert la production de hadrons par cette dernière. Les neutrinos peuvent être produits, soit à l'intérieur même de la source, soit par l'interaction des protons avec la matière située autour de celle-ci (poussières, matière en accréation...) ou avec un champ de photons lié lui aussi à la source.

Les neutrinos faisant partie des produits des différentes interactions des hadrons avec l'environnement de la source, la liste des sites astrophysiques possibles pouvant donner naissance à de telles particules ressemble beaucoup à celle des rayons cosmiques classiques.

#### Sources galactiques

Il existe de nombreux types possibles de sources galactiques pouvant conduire à la production de neutrinos, comme les restes de supernovae, les systèmes binaires, les microquasars ou encore le centre galactique lui même. De manière générale, on peut s'attendre à observer des neutrinos de n'importe quel objet astrophysique qui génère des  $\gamma$  d'origine hadronique ( $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). La règle

générale est que si un objet produit des photons avec un spectre  $CE_\gamma^{-\alpha}$  à travers la désintégration de pions neutres, alors celui-ci doit également produire des neutrinos à travers la désintégration de pions chargés, leur spectre pouvant s'écrire  $C(1 - (m_\mu/m_\pi)^2)^{\alpha-1}E_\nu^{-\alpha}$ . La détection de neutrinos à partir d'une source  $\gamma$  confirmée permet ainsi de signer la présence d'un mécanisme de production hadronique. Il faut noter que les photons gammas émis sont dégradés en énergie lors de leur propagation de telle sorte qu'ils seront observés à des énergies plus basses que leur énergie d'origine.

**Production de neutrinos dans les restes de supernovae** Après l'explosion d'une supernova, les particules chargées peuvent être accélérées dans les restes de cette dernière, et plus particulièrement dans les différents fronts de choc des couches en expansion, grâce au mécanisme d'accélération de Fermi. Les SNRs sont considérés comme le site le plus probable d'accélération de rayons cosmiques galactiques, et occupent donc aussi une bonne place parmi les possibles producteurs de neutrinos. Une supernova peut produire ces particules durant deux périodes de sa vie. La première met en jeu des supernovae jeunes, pour lesquelles les particules peuvent être accélérées dans les couches de matière en expansion provenant de l'étoile initiale. Cette phase peut durer de 1 à 3 ans. La seconde phase peut commencer plus d'un millier d'années après l'explosion initiale, lorsque les couches en expansion se mettent à agir avec la matière interstellaire environnante, et que la densité au niveau des chocs devient plus grande. Les mécanismes de production hadronique deviennent dominants lorsque la densité de matière devient très grande. Cette phase est ainsi très favorable à la production de neutrinos de très haute énergie.

Parmi les candidats possibles, on a le cas de RXJ 1713.3-3946, qui est en collision avec un nuage de molécules de forte densité. Les observations  $\gamma$  de l'expérience HESS [119] ne vont pas en faveur d'une production purement leptonique, laissant ainsi penser qu'une partie du flux total de photons observé pourrait venir de la décroissance de pions neutres et que l'on peut ainsi attendre un flux de neutrinos non nul en provenance du même objet.

**Systèmes binaires** Le système binaire type qui nous intéresse dans cette partie est composé d'un corps compact, comme un trou noir ou une étoile à neutron, et d'une étoile géante, en rotation l'un autour de l'autre. La matière de l'étoile géante est généralement attirée par son voisin et forme un disque d'accrétion autour de ce dernier. Ce type de configuration offre un grand nombre de possibilités pour l'accélération de particules et leur interaction. L'émission provenant de l'objet compact traverse le vent stellaire de l'étoile voisine et des chocs peuvent aisément avoir lieu.

Les observations du centre galactique par HESS ont déjà identifié de nombreux systèmes binaires de ce type comme sources de  $\gamma$  aux alentours du TeV. De ce fait, on peut espérer qu'ils puissent aussi être à l'origine d'un flux non négligeable de neutrinos.

Les microquasars, classe particulière de système binaire, sont des versions miniatures des AGNs, moins puissants, mais plus proches de nous. On considère d'ailleurs que les processus physiques gouvernant la formation du disque d'accrétion et des jets de matière sont les mêmes que pour les noyaux actifs. Les mécanismes de production de noyaux ou de neutrinos sont donc les mêmes, mais à des énergies plus basses. Nous ferons une présentation des mécanismes de production au sein d'AGN plus loin dans cette section.



## Sources extragalactiques

On considère souvent le spectre en énergie du rayonnement cosmique au dessus de la cheville comme une contribution de sources extragalactiques. Et comme nous l'avons dit plus haut, il est de plus en plus clair que les particules observées dans les différents détecteurs sont des hadrons, nucléons ou noyaux, auquel cas un tel environnement produirait également des neutrinos. Hors de la galaxie, les sources les plus probables de neutrinos sont certainement les AGNs ou les sursauts gamma.

**Noyaux actifs de galaxie comme source de neutrinos** Les noyaux actifs de galaxie font partie des candidats les plus probables pour l'accélération de hadrons à des énergies extrêmes. De ce fait, ils sont également des candidats privilégiés pour la production de neutrinos. Un AGN offre deux possibilités pour l'accélération et l'interaction de hadrons: dans la région centrale située près du trou noir central, et dans les jets de matière ultra-relativiste.

Les modèles d'émission dans la région centrale sont basés sur des interactions de photoproduction entre les nucléons du disque d'accrétion, et les photons produits directement par l'AGN. Par rapport à l'effet GZK présenté dans le chapitre 1, le seuil de l'interaction se situe à beaucoup plus basse énergie en raison de l'énergie moyenne plus grande du fond de photons, comparé au CMB.

Les photons  $\gamma$  provenant de jets d'AGN sont expliqués de manière satisfaisante par la diffusion compton inverse d'électrons accélérés à des très grandes énergies. Toutefois, des modèles hadroniques de l'émission de ces jets ont également été développés, bien que ces derniers présentent de plus grandes difficultés pour expliquer la variabilité des sources. Dans de tels modèles encore une fois, on peut calculer un flux de neutrinos de très haute énergie.

**Sursauts gamma** Les sursauts gamma, communément appelés GRBs (**G**amma **R**ay **B**ursts), sont des flashes de rayons gamma très courts, allant de la milliseconde à une dizaine de secondes. La plupart de l'énergie est portée par des photons d'énergie supérieure à 1 MeV. Une des explications pour les sursauts les plus longs serait l'effondrement d'une étoile supermassive en un trou noir. Les GRBs sont souvent suivis d'une émission dans les domaines des rayons X, du visible ou encore dans le domaine radio. On parle de la lumière rémanente des sursauts gammas.

Le modèle dominant pour l'explication de ce genre de phénomènes est celui dit de la « boule de feu », produite lors de l'effondrement de l'étoile. Celle-ci s'étend avec une vitesse hautement relativiste. L'émission de rayons gamma serait due aux différents chocs internes. Les protons accélérés au niveau des chocs internes de la boule de feu perdent alors leur énergie par photoproduction sur ces photons.

La figure 4.4, de la référence [120] présente un exemple de flux typique pour les différentes sources potentielles présentées ci-dessus. Les différentes courbes correspondent à différents objets physiques connus: 1) flux de neutrinos attendus venant du soleil. 2) Flux de neutrinos attendus en provenance des restes de supernova IC443, si l'émission  $\gamma$  détectée par EGRET ?? est d'origine hadronique. 3) Flux pour l'AGN Mrk 501, si l'émission  $\gamma$  est d'origine purement hadronique. Cet exemple correspond à la production de neutrinos par des jets d'AGN. 4) Flux maximum et minimum attendus de la région centrale de l'AGN 3C273. 5) Flux prédit pour les jets de l'AGN 3C273.

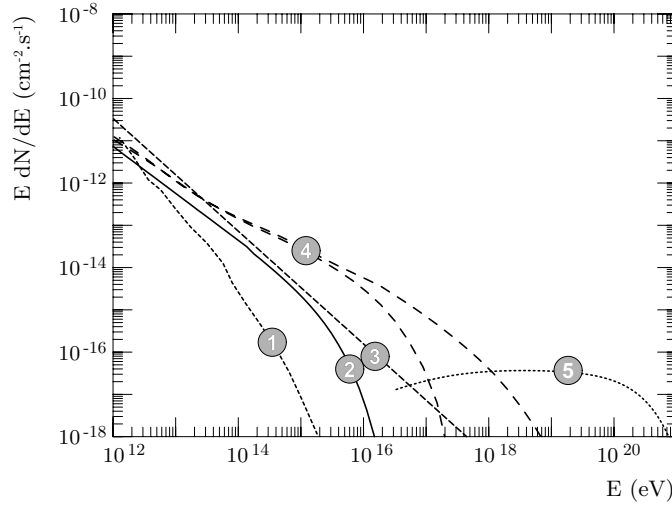


FIG. 4.4 – Flux de neutrinos attendus pour différentes sources individuelles. Pour la signification des différents nombres, voir le texte.

Il est important de noter que les flux donnés ici le sont pour des sources individuelles, correspondant aux mesures que l'on pourrait avoir s'il n'existait qu'une seule source de neutrinos dans l'univers, ou à celles que l'on pourrait obtenir à partir d'un détecteur possédant une précision suffisante pour résoudre différentes sources.

Nous allons maintenant aborder la question des flux attendus pour un ensemble de sources individuelles telles que celles présentées ici.

### 4.3.2 Flux diffus de neutrinos

S'il n'existe pas une unique source privilégiée de neutrinos, ce qui dans le cas général paraît logique, alors le calcul des flux ne doit pas être fait pour une source, comme les flux présentés dans la figure précédente, mais pour un ensemble de sources. Un tel calcul requiert bien évidemment de nombreux ingrédients, comme le type de sources utilisées, la densité de ces dernières et l'évolution de celles-ci avec le redshift.

On est ici forcé de parler du désormais célèbre travail de Waxman et Bahcall [122]. Ces derniers ont été les premiers à contraindre la production de neutrinos par le flux du rayonnement cosmique de ultra haute énergie, tel qu'il est observé de nos jours. Ce travail se base sur des sources individuelles de type AGNs ou GRBs.

Pour un tel calcul, les auteurs ont du utiliser une estimation de l'émissivité de l'univers pour les rayons cosmiques, nécessaire pour obtenir le flux observé aux plus hautes énergies. Ils ont également considéré que le spectre d'émission des sources connaissait une décroissance en  $E^{-2}$ , typique pour un processus d'accélération de Fermi d'ordre 1, ainsi qu'une évolution de la densité de sources en fonction du redshift, ou évolution cosmologique, en  $(1+z)^3$ . L'évolution cosmologique est un paramètre très important pour le calcul de flux de neutrinos, sur lequel nous reviendrons par la suite.

Le calcul effectué leur a permis d'obtenir un flux de la forme  $E_\nu^2 dN_\nu/dE_\nu = 2 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Ce flux est interprété comme une limite supérieure au flux de neutrinos pouvant

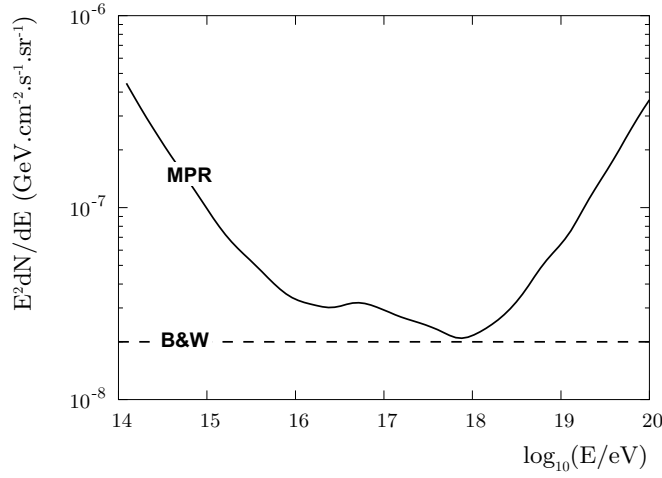


FIG. 4.5 – Limites supérieures sur le flux de neutrinos astrophysiques calculées par Waxman et Bahcall (ligne brisée), ainsi que Mannheim et al. (trait plein).

être produit dans l'univers.

Un calcul plus sophistiqué a également été mené par Mannheim, Protheroe et Rachen [123], discutant en détail des différentes simplifications utilisées par Waxman et Bahcall. Celui-ci a conduit à relâcher la précédente limite, comme le montre la figure 4.5. On voit sur celle-ci que les deux limites ne sont en accord qu'à une énergie de  $10^{18}$  eV. Pour toutes les autres énergies, la seconde limite est supérieure à la première.

Ces deux calculs ne s'appliquent qu'aux sources du rayonnement cosmique observé, suffisamment transparentes pour laisser les hadrons s'échapper. Ils ne prennent ainsi pas en compte le cas des sources opaques, correspondant au cas où la cible pour les interactions  $pp$  ou  $p\gamma$  est trop dense. Dans ce cas, seuls les neutrinos peuvent s'échapper et les hadrons produits par la source ne contribuent donc pas au flux total de rayons cosmiques observés sur Terre.

La figure 4.6 [120] correspond aux flux diffus attendus sur Terre pour les différents types de sources dont les flux individuels ont déjà été représentés sur la figure 4.4. Ce graphe correspond au cas des sources non résolues. Bien évidemment ces flux sont supérieurs à ceux des sources individuelles. Sur cette figure, on a représenté: 1) les neutrinos attendus du centre galactique si toutes les sources observées par le détecteur EGRET sont de type hadronique, 2) les flux minimum et maximum en provenance du centre d'AGNs, 3) flux en provenance d'AGNs encore une fois, mais cette fois-ci, créé au niveau des jets, 4) flux attendu si les sursauts gamma sont les sources des rayons cosmiques de ultra haute énergie. La bande bleutée correspond à la limite de Waxman et Bahcall.

### 4.3.3 Implications des résultats de l'observatoire Pierre Auger pour les flux de neutrinos

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, l'observatoire Pierre Auger a déjà donné sa première moisson de résultats importants. Dans notre discussion sur les sources indi-

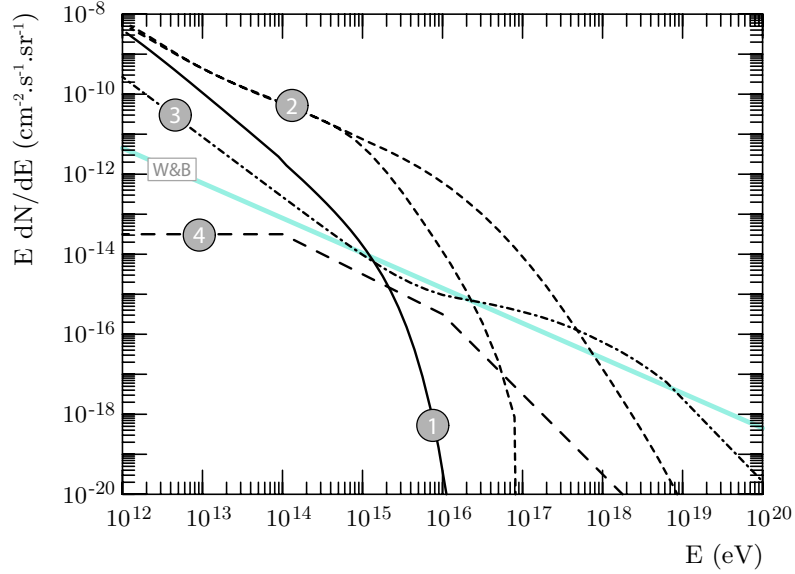


FIG. 4.6 – Flux de neutrinos diffus pour plusieurs types de sources (voir texte). La courbe bleue marquée W&B correspond à la limite de Waxman et Bahcall.

viduelles de neutrinos, un résultat en particulier attire notre attention, celui de la corrélation annoncée entre les directions d'arrivée de plusieurs événements les plus énergétiques, et la position d'AGNs connus. Ces derniers figurent en effet en bonne position sur notre liste de sources possibles de neutrinos de ultra haute énergie.

Toutefois l'analyse présentée dans ce papier ne permet malheureusement pas d'identifier les sources du rayonnement cosmique. Il semble simplement que celles-ci suivent les grandes distributions de matière de l'univers, tout comme les AGNs. Ce résultat est par exemple également compatible avec des sources de type sursaut gamma, sans pouvoir nous en apprendre plus.

Ce résultat présente néanmoins une caractéristique particulièrement intéressante, cette accumulation que l'on semble observer autour de Centaurus A, l'AGN le plus proche de la Terre. Ce point pourrait ainsi être interprété comme une piste que les sources du rayonnement cosmique de ultra haute énergie sont des FRI (**F**anaroff **R**adio-galaxies of type **I**), comme CenA.

Dans cette optique, de nombreux auteurs ont ainsi évalué le flux de neutrinos produits par ce type de noyaux actifs, pour un modèle donné, afin d'obtenir le flux diffus que l'on pourrait attendre sur Terre si les sources du rayonnement cosmique étaient des noyaux actifs de galaxie identiques à Centaurus A. On peut citer par exemple les travaux de Halzen et Murchadha [124] ou de Becker et Biermann [125], qui ont obtenu une estimation du flux de neutrinos attendus pour un spectre d'injection en  $E^{-2}$  de  $2 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  et  $\sim 7 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  respectivement.

Cette hypothèse est plutôt séduisante, mais ne peut malheureusement pas être confirmée pour l'instant par les résultats de l'observatoire Pierre Auger. De plus, si les AGNs de type FRI sont effectivement les sources des rayons cosmiques les plus énergétiques, on devrait alors en toute logique, détecter des événements en corrélation avec M87, situé au centre de l'amas de la Vierge, et qui est également un FRI. Ce n'est pourtant pas le cas. Cela vient peut être du fait que cet amas est situé en bordure du champ de vue d'Auger, ou simplement que l'hypothèse selon laquelle

les FRI sont les sources du rayonnement cosmique de ultra haute énergie est fausse. A l'heure actuelle, il est encore impossible de trancher sur cette question.

Il faut aussi garder en tête que les mécanismes d'accélération sont encore très mal compris, de telle sorte que même si l'on pouvait connaître les véritables sources à la base des particules de plus haute énergie, il serait encore difficile de donner une estimation précise du flux attendu.

#### 4.3.4 Effet GZK - Flux diffus de neutrinos cosmogéniques

Dans le chapitre 1, nous présentions l'effet GZK, et faisons allusion au fait que ce phénomène représente une autre source potentielle de neutrinos.

En effet, lorsque qu'un nucléon interagit avec un photon du rayonnement fossile, les particules produites en majorité sont des mésons, majoritairement des pions. Et, si l'on se réfère aux différents canaux de désintégration pour ce type de particule, donnés dans le chapitre 2, expressions 2.1, 2.2, 2.3, on peut voir que parmi les produits de désintégration de ces particules figurent de nombreux neutrinos.

L'interaction des hadrons composant le rayonnement cosmique avec les fonds diffus de photons présents dans l'univers est ainsi à l'origine d'un flux diffus de neutrinos non négligeable. Cette idée fut proposée pour la première fois par Berezhinsky et Zatsepin [126], peu après les premiers papiers traitant de l'effet GZK. Par la suite, de nombreux auteurs ont étudié ce cas en détail pour donner des estimations du flux attendu sur Terre sous plusieurs hypothèses différentes.

Une des grande forces de ces prédictions est que le mécanisme de base responsable de son existence est relativement simple. Il s'agit en effet de la photoproduction de pions à des énergies dans le centre de masse où celle-ci est bien étudiée. De plus, contrairement aux calculs des sources individuelles, les caractéristiques de la cible, le fond de photons diffus, sont bien connues. C'est tout à fait vrai pour les photons du CMB, comme on a pu le faire remarquer précédemment. Si les premiers calculs de flux de neutrinos GZK ne prenaient que ce dernier en considération [127, 128], on sait maintenant que le fond de photons infrarouges peut également apporter une contribution non négligeable à ce flux de neutrinos [129, 130]. Pour ce dernier, bien que les incertitudes soient plus importantes que dans le cas du CMB, celles-ci restent relativement faibles comparées à celles des évaluations des fonds de photons nécessaires pour le calcul de flux individuels.

En plus des caractéristiques des fonds diffus considérés, un tel calcul requiert également l'utilisation de données de base permettant de décrire le flux initial de hadrons considérés. Parmi les paramètres les plus importants, on compte:

- La distribution des sources de rayons cosmiques de ultra haute énergie. Celle-ci est le plus souvent considérée comme homogène et isotrope.
- L'émissivité des sources, comme dans le cas du calcul de Waxman et Bahcall.
- Le spectre d'injection des rayons cosmiques, c'est à dire l'indice spectral et l'énergie maximale à laquelle un hadron peut être accéléré.
- La densité des sources et leur évolution cosmologique, c'est à dire l'évolution de cette densité avec le redshift. Ce dernier paramètre est sans doute le plus important de tous. Nous verrons pourquoi par la suite.

Pour obtenir un flux de neutrinos GZK attendu sur Terre, il faut alors faire un choix pour les différents paramètres cités ci-dessus, ainsi que pour le type de hadrons que l'on considère. Les premiers papiers décrivaient uniquement le cas de protons de UHE. Toutefois, des noyaux plus lourds peuvent également générer un flux de neutrinos. Ces deux situations présentent des

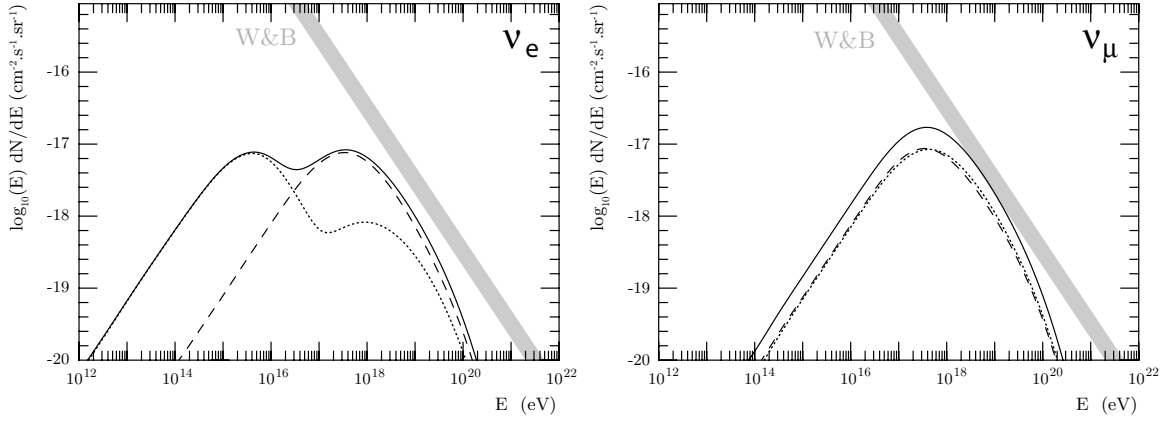


FIG. 4.7 – Gauche: Flux de neutrinos (tirets) et d’antineutrinos (pointillés) électroniques obtenus dans la référence [128]. Droite: Flux de neutrinos et d’antineutrinos muoniques (mêmes correspondances). Dans ces deux figures, la ligne solide représente le flux total. La bande grise correspond à la limite de Waxman-Bahcall.

différences non négligeables que nous présenterons plus loin.

Intéressons nous maintenant aux caractéristiques des différentes estimations du flux de neutrinos GZK. Nous prendrons comme premier exemple le calcul réalisé par Engel, Seckel et Stanev en 2001 [128].

Nous rentrons directement dans le vif du sujet et présentons figure 4.7 les flux de neutrinos électroniques et muoniques obtenus à partir d’un tel calcul.

Ce résultat représente le flux de neutrinos dans le cas où les rayons cosmiques de ultra haute énergie sont des protons d’origine extragalactique. Dans ce travail, seul le CMB est inclu pour l’interaction  $p\gamma$ . A la source, on obtient un rapport de flux entre différentes saveurs  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$ . Un tel flux est obtenu en calculant le rendement de production de neutrinos à  $z = 0$ , à partir des diverses interactions prises en compte. Ce rendement est ensuite généralisé pour des redshifts différents, pour tenir compte de l’évolution de densité du fond diffus de photons, ainsi que des sources, qui influencent bien évidemment le taux de neutrinos produits. Enfin, il suffit d’intégrer sur  $z$ , en considérant alors un modèle cosmologique donné, c’est à dire un jeu de paramètres fixés. Pour la figure précédente, les différents paramètres considérés sont les suivants: un spectre d’injection d’indice spectral  $\alpha = -2$  et d’énergie maximale  $E_{max} = 10^{22}$  eV. Le calcul utilise aussi le résultat de Waxman pour la puissance d’injection pour les rayons cosmiques. L’évolution cosmologique  $\mathcal{H}(z)$  suit également celle du travail de Waxman et Bahcall:

$$\mathcal{H}(z) = \begin{cases} (1+z)^n & , z < 1.9 \\ (1+1.9)^n & , 1.9 < z < 2.7 \\ (1+1.9)^n e^{(2.7-z)/2.7} & , z > 2.7 \end{cases} \quad (4.13)$$

avec  $n = 3$  correspondant au modèle W&B. Le paramètre  $n$  permet de définir l’évolution cosmologique. Un  $n$  grand correspond à une évolution rapide de la densité de sources. Il est évident que des densités différentes de sources influencent le flux final attendu. De manière simple, on peut ainsi penser qu’un plus grand nombre de sources implique un plus grand flux de neutrinos, et inversement.

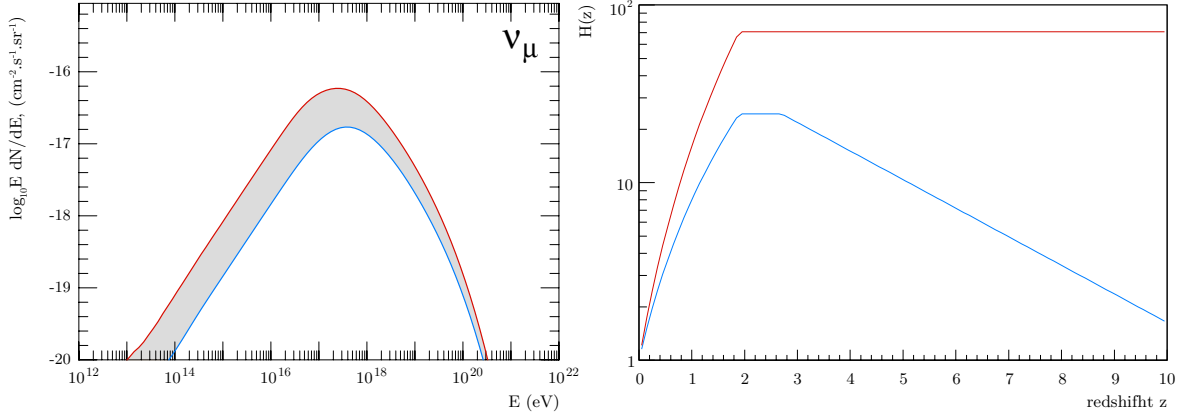


FIG. 4.8 – Gauche: Flux de neutrinos muoniques pour deux évolutions cosmologiques différentes. Droite: Evolution cosmologique de la densité de sources pour deux configurations différentes. La courbe bleue correspond à l'évolution utilisée pour la figure précédente. La courbe rouge représente une évolution plus forte (voir texte).

C'est ce que montre la figure 4.8 (gauche), sur laquelle est représentée le flux de neutrinos muoniques attendu pour deux évolutions cosmologiques différentes. Celles-ci sont représentées sur la figure de droite. Sur les deux figures, la courbe bleue correspond à l'évolution cosmologique 4.13, tandis que la courbe rouge représente une évolution plus forte, d'indice  $n = 4$  jusqu'à un redshift de 1.9, et constante au-delà.

L'importance de l'évolution cosmologique pour le calcul des flux de neutrinos est bien évidente. Celle-ci découle de la nature même de ces particules, qui comme on l'a dit ne subissent aucune interaction dès lors qu'elles ont été créées. Elles peuvent donc voyager sur des distances beaucoup plus grandes que des particules comme les protons.

Considérons le cas où nous sommes intéressés par le flux de protons de ultra haute énergie arrivant sur Terre plutôt qu'à celui de neutrinos. Le principe du calcul est le même, la différence étant qu'on ne s'intéresse pas aux neutrinos produits par l'interaction de protons, mais aux protons qui survivent jusqu'à notre atmosphère. Pour calculer un tel flux, on est encore amené à effectuer une intégration sur  $z$ . Mais, la différence est qu'ici les protons peuvent subir de nombreux processus de perte d'énergie lors de leur propagation, notamment l'effet GZK. Si on représente ainsi la contribution des différents redshift au flux total de protons attendus sur Terre (figure 4.9), on voit que celle-ci diminue très vite lorsque  $z$  croît. Il est ainsi courant de considérer que seuls les redshifts  $z < 0.4$  peuvent contribuer de manière non négligeable au flux de hadrons observable sur Terre.

Mais à la différence de ces particules, les neutrinos ne subissent aucune perte d'énergie durant leur propagation, à part celle due à l'effet de redshift. Ainsi, un neutrino produit à grand redshift a à priori autant d'importance que ceux créés dans notre plus proche voisinage. Pour un spectre d'injection en  $E^{-(1+\gamma)}$  et une évolution cosmologique en  $(1+z)^n$ , c'est en fait le paramètre  $(n+\gamma)$  qui compte. Ainsi, si  $(n+\gamma) > 3/2$ , alors la contribution au flux total de neutrinos augmente avec  $z$ . Dans le cas contraire, celle-ci diminue. Sur la figure 4.10 [131], on a représenté l'équivalent de la figure précédente, mais dans le cas d'un flux de neutrinos. On voit que la contribution continue d'augmenter après un redshift de 2.5.

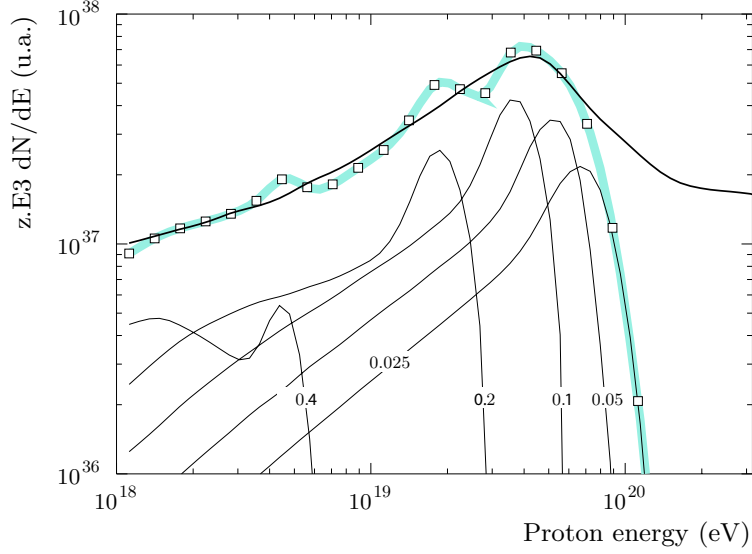


FIG. 4.9 – Contribution de différents redshifts au flux total de protons attendu. Le modèle considéré correspond à un spectre d'injection en  $E^{-2}$  et à une évolution cosmologique en  $(1+z)^3$  pour  $z < 1.9$ , constante jusqu'à  $z = 2.8$ , et connaissant une décroissance exponentielle au-delà.

Le paramètre  $n$  est une des grandes incertitudes des calculs de flux de neutrinos GZK. En effet, si la plupart des modèles s'accordent sur un spectre d'injection d'indice compris entre  $-3$  et  $-2$ , ce qui implique une variation de l'amplitude du flux peu importante pour des neutrinos (tous les autres paramètres étant fixés), ces mêmes modèles peuvent expliquer les observations aux plus hautes énergies avec des évolutions cosmologiques très différentes, allant de  $n = 0$  (pas d'évolution cosmologique) à  $n \geq 3$  (évolution forte). Il n'existe pour le moment pas de contraintes très fortes sur cette évolution des sources avec le redshift, qui est le paramètre qui joue le plus sur l'amplitude des flux de neutrinos calculés.

Nous n'avons pour le moment parlé que des neutrinos produits par l'interaction de protons sur le fond diffus cosmologique. Toutefois, une étude complète doit également prendre en compte les autres fond diffus de photons existants qui peuvent également contribuer au flux total. Typiquement, ces photons étant de plus haute énergie que ceux du CMB, l'interaction, avec le fond infrarouge par exemple, conduit à la production de neutrinos de plus basse énergie que ce qui a été présenté jusque là. Un autre cas à considérer est celui où les rayons cosmiques de ultra haute énergie ne sont plus uniquement des protons, mais des noyaux plus lourds. Une étude très complète sur ces deux points a été menée par Allard *et al.* [129]. Dans cet article, les auteurs se sont d'abord intéressés à la contribution des fonds diffus infrarouge, optique et ultraviolet, au flux dans le cas pur proton, que l'on peut trouver figure 4.11 (gauche). Ce calcul a été effectué pour différents modèles d'évolution cosmologique. Les détails de ceux-ci peuvent être trouvés dans la référence précédente. Le modèle oSFR correspond à celui utilisé dans le calcul de Engel, Stanev et Seckel. Toutefois, l'indice spectral est ici de  $-2.5$  au lieu de  $-2$ , et l'énergie maximale de  $10^{20.5}$  au lieu de  $10^{21.5}$ . On notera encore une fois la différence d'amplitude du flux en fonction de l'évolution cosmologique considérée. Sur la figure de droite, les contributions du CMB, en bleu, et



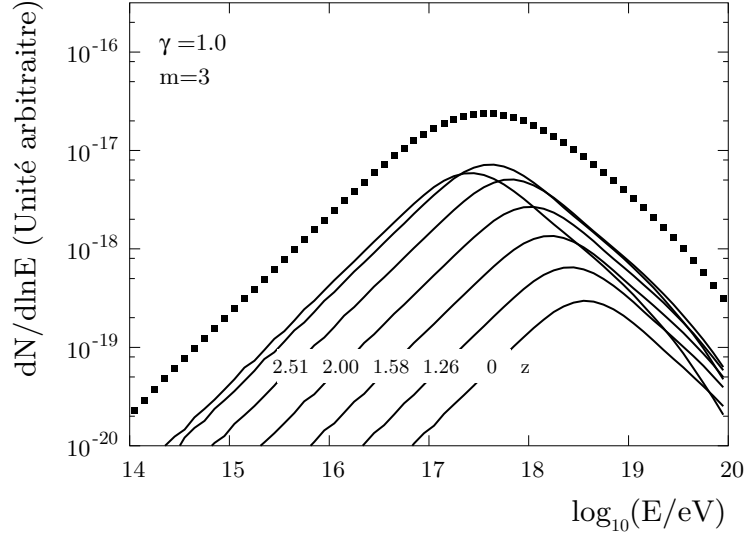


FIG. 4.10 – Contribution de différents redshifts au flux total de neutrinos attendus. Les différents paramètres sont les mêmes que pour la figure précédente.

des fonds IR/Opt/UV sont différenciées, dans le cas d'une évolution en particulier. On voit que la contribution de ces derniers est plus importante que celle du CMB seul, mais de plus basse énergie, comme on pouvait s'y attendre.

L'apport des fonds diffus IR/Opt/UV au flux total n'a par contre pas un intérêt très important pour l'observatoire Pierre Auger. Ce dernier est en effet orienté vers la détection des neutrinos de ultra haute énergie ( $E > 10^{17}$  eV), pour lesquels la différence avec le cas CMB seul est assez faible. Cette contribution est au contraire extrêmement intéressante pour les télescopes à neutrinos, dont le seuil en énergie est situé bien plus bas.

L'autre aspect intéressant du travail effectué dans la précédente référence est l'étude des flux de neutrinos dans le cas d'une composition ne contenant plus uniquement des protons. Les auteurs ont ainsi calculé le flux attendu dans le cas d'une composition dite « mixte » pour laquelle on considère que la composition à l'injection correspond aux différentes abondances observées à plus basse énergie dans la galaxie. La figure 4.12 (gauche) représente le flux calculé dans cette hypothèse, pour les mêmes évolutions de sources que précédemment. La figure de droite correspond à la contribution de différentes espèces (proton, hélium et Fer) au flux total, pour une évolution cosmologique considérée.

Le flux à très haute énergie est peu différent du flux dans l'hypothèse pur proton. Cela est uniquement dû au fait que la composition choisie, calquée sur la composition galactique à basse énergie, est bien évidemment dominée par les protons. Les contributions représentées sur la figure de droite reflètent ainsi surtout l'abondance des différentes espèces représentées au sein du flux de rayons cosmiques total et ne permettent pas de distinguer les effets dus au rendement de chaque espèce pour la production de neutrinos.

Pour cela, on représente sur la figure 4.13 les flux de neutrinos générés par différents noyaux dans le cas où ces derniers possèdent tous la même abondance. Cette figure permet ainsi de comparer directement l'efficacité de conversion hadron-neutrino pour chaque espèce.

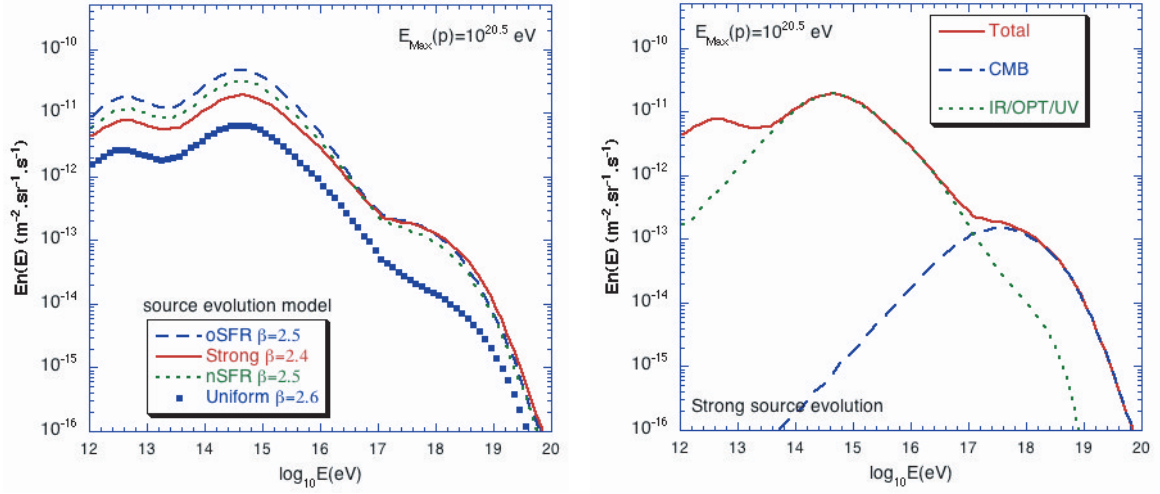


FIG. 4.11 – Gauche: Flux total de neutrinos dans le cas d’une composition du rayonnement cosmique de ultra haute énergie de type pure proton. Les différentes courbes correspondent à différents modèles d’évolution cosmologique. Pour plus de détails sur ces derniers, voir le texte original. Droite: Contribution des différents fonds de photons au flux total de neutrinos dans le cas d’un modèle d’évolution cosmologique en particulier. La différence entre le flux total (rouge) et la somme des contributions du CMB (bleu) et des autres fonds diffus (vert) est due à la désintégration de neutrons.

Dans le domaine en énergie qui nous intéresse, c’est à dire au delà de  $10^{17}$  eV, on voit que les protons sont les particules produisant le plus de neutrinos. Le rendement diminue ensuite avec le numéro atomique, bien que la différence entre les différents noyaux plus lourds que l’Hélium soit assez faible.

Les quelques points présentés ci-dessus nous permettent de nous faire une idée des flux de neutrinos GZK que l’on peut attendre, ainsi que de la probabilité pour qu’un tel flux existe bel et bien.

Ainsi, il est clair que si les rayons cosmiques de ultra haute énergie sont des hadrons, alors il existe un flux de neutrinos assuré par l’interaction de ces particules avec les fonds diffus de photons présents dans l’univers. L’amplitude de ce flux est par contre la donnée la plus difficile à prédire, car dépendant d’un grand nombre d’hypothèses et de paramètres non contraints. Les calculs se basent sur des modèles de production des rayons cosmiques développés pour expliquer les observations actuelles, comme le spectre en énergie aux plus hautes énergies. Toutefois, il existe actuellement de nombreux modèles capables de reproduire plus ou moins bien les observations, bien que ceux-ci soient très différents à la base.

Pour le comprendre, il suffit de s’intéresser par exemple aux résultats d’Auger concernant le spectre en énergie. La suppression du flux signalée au delà de  $4 \times 10^{19}$  eV, ainsi que la limite sur le flux de photons de ultra haute énergie sont des points positifs en faveur de l’existence de neutrinos UHE, car ces résultats sont cohérents avec la condition nécessaire, à savoir que les rayons cosmiques de ultra haute énergie sont des hadrons et que ces derniers interagissent avec les fonds diffus de photons baignant l’univers.

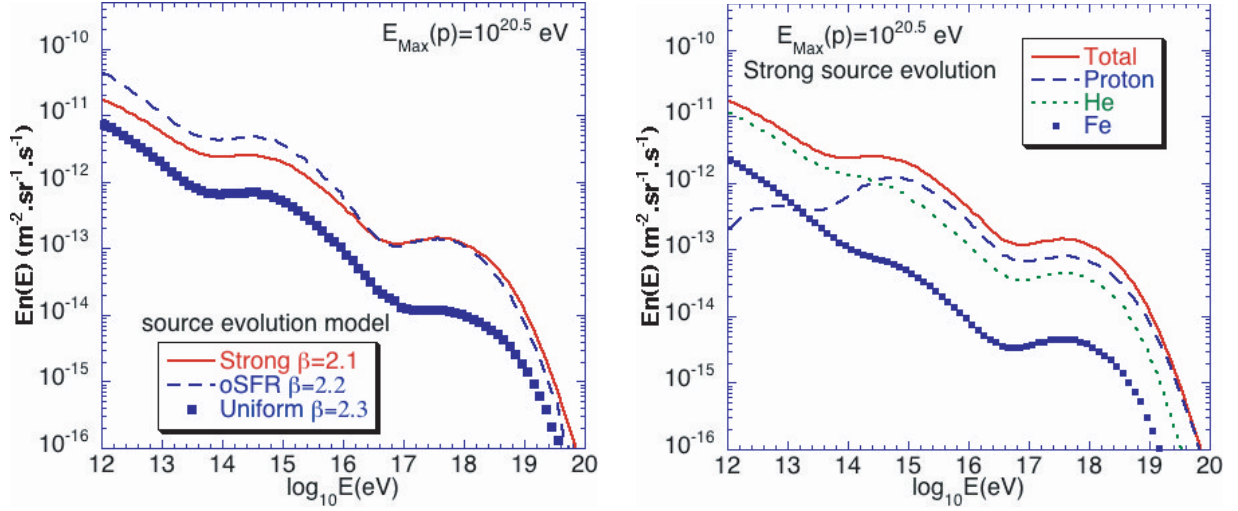


FIG. 4.12 – Gauche: Flux total de neutrinos dans le cas d’une composition mixte du rayonnement cosmique de ultra haute énergie. Les différentes courbes correspondent à différents modèles d’évolution cosmologique. Droite: Contribution de différentes espèces (p, He, Fe) au flux total de neutrinos dans le cas d’un modèle d’évolution cosmologique en particulier.

Toutefois, si on regarde de plus près le spectre au-delà de  $10^{18}$  eV, ainsi que les différents modèles permettant de reproduire ce dernier [92, 90], on se rend compte de la large gamme de modèles permettant d’ajuster la forme de ce spectre (figure 4.14 A et B). Sur la figure de gauche, les courbes bleues font l’hypothèse d’une composition mixte du rayonnement cosmique, identique à celle présentée précédemment pour deux choix différents du spectre d’injection et de l’évolution cosmologique des sources: le trait plein correspond à une évolution uniforme ( $n = 0$ ) et à un spectre en  $E^{-2.2}$  d’énergie maximale  $10^{21}$  eV; la seconde courbe diffère uniquement par le choix de l’énergie maximale, un ordre de grandeur plus faible. Les courbes rouges correspondent elles à un modèle pur proton, également pour deux choix des spectres d’injection et d’évolution cosmologique: le premier (tirets) considère une évolution cosmologique nulle ( $n = 0$ ) et un spectre d’indice  $-2.2$  et d’énergie maximale  $10^{20}$  eV; le second reprend la même évolution cosmologique que le calcul de Engel, Stanev et Seckel présenté plus haut et fait l’hypothèse d’un spectre initial en  $E^{-2.3}$  d’énergie maximale  $10^{20}$  eV également. Sur la figure de droite, les courbes rouges correspondent également à une composition pur proton, pour deux évolutions cosmologiques différentes : uniforme (pointillés) et forte (tirets). La courbe bleue correspond cette fois à un rayonnement cosmique qui serait composé uniquement de Fer, pour une évolution cosmologique uniforme. Ces deux figures, A et B, correspondent à la situation au printemps 2007 et 2009 respectivement.

Tout d’abord, comme on peut le voir, il semble que les modèles pur proton aient du mal à reproduire la forme du spectre en énergie au delà de  $10^{19}$  eV. Le modèle permettant le meilleur ajustement est pour le moment celui possédant une composition mixte de noyaux et  $E_{\max} = 10^{20}$  eV. Les résultats obtenus jusqu’à présent ne permettent toutefois pas, pour le moment, de trancher entre les différents modèles de production du rayonnement cosmique. Nous ne possédons malheureusement pas les flux de neutrinos correspondant aux différents modèles de cette figure. Mais il est tout de même possible de se faire une idée sur ces derniers en se référant aux figures 4.11 et 4.12. Les flux des modèles avec composition mixte se rapprochent de celui présenté dans la

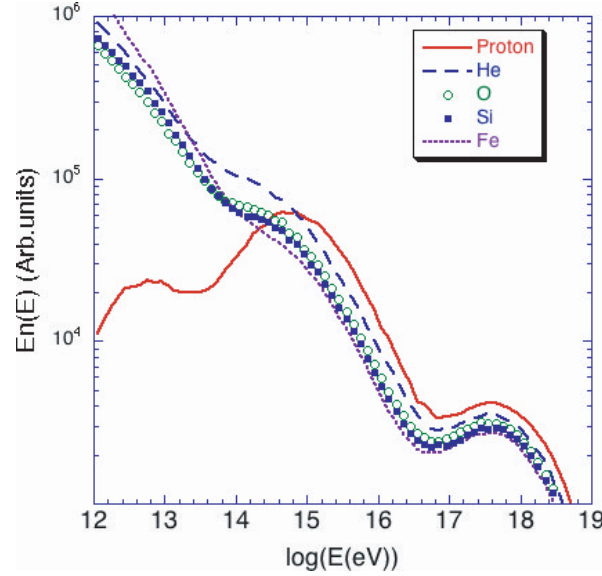


FIG. 4.13 – Flux de neutrinos générés par différentes espèces de noyaux. Les abondances des différents primaires sont considérées comme égales.

figure 4.12. La différence d'indice est marginale (2.2 et 2.3) et seules les énergies maximales diffèrent ( $10^{20.5}$  dans le papier,  $10^{20}$  et  $10^{21}$  ici). Toutefois, la variation induite par ces changements n'est pas très importante, de telle sorte que l'on peut considérer que le flux présenté dans cette dernière figure représente assez bien le flux attendu pour les modèles avec composition mixte utilisés pour reproduire le spectre. La figure 4.11 elle, présente les flux de neutrinos pour l'hypothèse proton pur dans le cas des évolutions uniforme et SFR (pour **Star Formation Rate**)[132] (marquée oSFR sur la figure). Compte tenu des différences d'indice spectral et d'énergie maximale, on peut considérer que ces flux représentent plutôt bien l'ordre de grandeur des flux attendus pour les modèles pur proton représentés sur le spectre en énergie.

On peut voir qu'il existe près d'un ordre de grandeur entre les flux prédits par ces différents modèles, principalement à cause des évolutions cosmologiques différentes, le modèle pur proton faisant l'hypothèse d'une évolution type SFR conduisant comme on peut s'y attendre au flux le plus important.

Il est encore difficile à l'heure actuelle de prédire des flux de neutrinos cosmogéniques fiables. Lorsque la statistique aura augmenté et que l'on connaîtra de manière plus précise le spectre en énergie du rayonnement cosmique, ainsi que sa composition, alors il sera possible de donner de meilleures estimations. Cela passe également par la question des sources du rayonnement cosmique de ultra haute énergie. Une fois que l'on saura quelle est la nature de ces sources, on pourra alors aborder le problème de l'évolution cosmologique, qui est probablement le facteur le plus important pour les neutrinos cosmogéniques, comme on a pu le voir dans cette section.

De manière réciproque, mesurer le spectre de neutrinos de ultra haute énergie permettrait d'obtenir des informations précieuses sur ces paramètres, et ce, en raison de l'étroite relation qui existe entre les flux du rayonnement cosmique et de neutrinos.

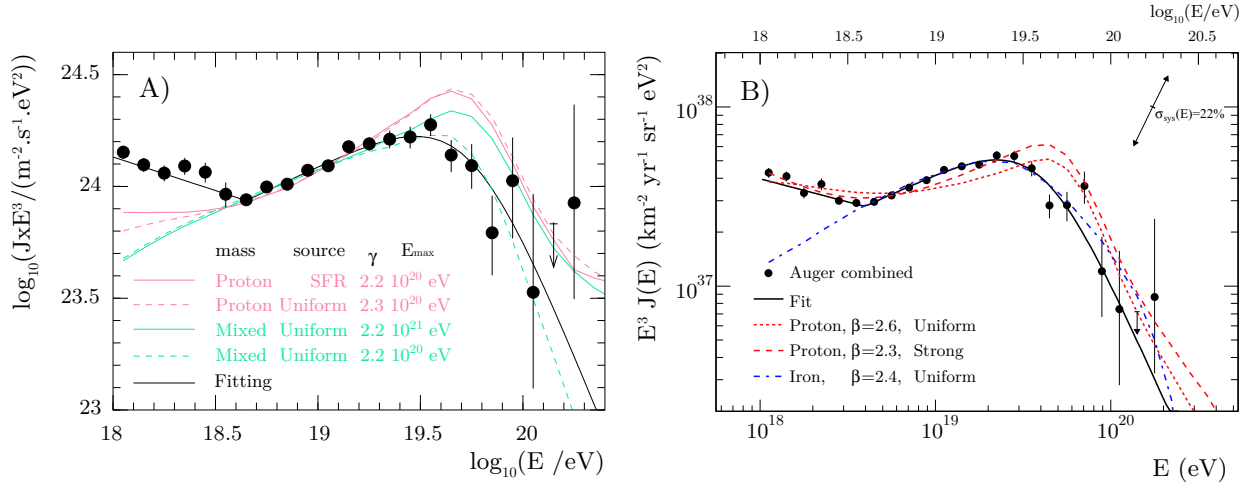


FIG. 4.14 – A) Spectre en énergie de l’observatoire Pierre Auger multiplié par  $E^3$ . Celui-ci correspond à la combinaison des données hydrides, SD, verticales et horizontales, collectées jusqu’au printemps 2007. La ligne noire représente un ajustement de ce spectre [92]. Les différentes courbes de couleur représentent les prédictions de différents modèles cosmologiques. En rouge, on a représenté le cas pur proton, pour différents jeux de paramètres (voir légende et texte), tandis que les courbes bleues correspondent à une composition mixte du rayonnement cosmique. B) Idem, mais pour les données allant jusqu’au printemps 2009. Les courbes rouges correspondent également à des modèles pour proton. La courbe bleue fait l’hypothèse d’une composition pur Fer.

#### 4.4 Détection des neutrinos de ultra haute énergie à l’aide du détecteur de surface de l’observatoire Pierre Auger

Nous abordons enfin le principe de détection des neutrinos de ultra haute énergie à Auger. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre de présentation de l’expérience, le détecteur de surface de l’observatoire Pierre Auger est constitué de 1600 cuves à eau de 1.2 m de haut. Si nous insistons ici sur la hauteur de ces dernières, c’est que celle-ci offre une opportunité importante, celle de détecter des gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux très grands. En effet, si on considère le cas d’un réseau de scintillateurs par exemple, alors à grand angle, ceux-ci offrent une surface d’intersection quasi-nulle au front d’une gerbe de particules, contrairement aux stations du SD, qui elles, de part leurs dimensions, restent sensibles aux particules secondaires du front de la gerbe, jusqu’à des angles zénithaux très grands.

Et, à Auger, la détection de neutrinos passent par l’étude de ces gerbes inclinées. Ces particules peuvent bien évidemment initier une gerbe de particules quel que soit l’angle zénithal considéré. Toutefois, pour détecter un neutrino, encore faut-il être capable de le distinguer des particules primaires habituelles. Et, ceci est possible uniquement pour des gerbes très inclinées.

En effet, comme nous l’avons dit dans le chapitre 2, consacré à la physique des gerbes atmosphériques, à grand angle, la quantité de matière entre le sommet de l’atmosphère et le sol augmente considérablement, de telle sorte que les gerbes initiées par des protons, par exemple, ou tout autre primaire de courte longueur d’interaction, auront traversé une épaisseur d’atmosphère très importante avant la détection. Ainsi, ces dernières seront détectées dans le stade avancé de leur développement, caractérisé par un front plat et fin composé principalement de muons de haute

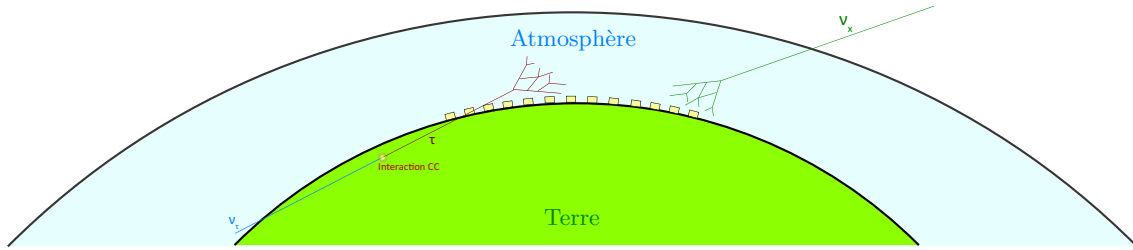


FIG. 4.15 – Représentation schématique des deux modes de détection de neutrinos de ultra haute énergie à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger. Le mode de détection classique (vert) est sensible à toutes les familles de neutrinos tandis que l'autre (rouge) ne s'applique qu'aux neutrinos de type  $\tau$ .

énergie.

Mais, contrairement aux autres primaires, un neutrino n'interagit que par interaction faible. Sa probabilité d'interaction avec les noyaux de l'atmosphère est donc beaucoup plus faible que pour des particules classiques, ce qui lui offre la possibilité d'interagir profondément dans l'atmosphère. Et si une telle interaction profonde a lieu, alors la gerbe générée n'aura à parcourir qu'une faible quantité de matière avant d'atteindre le détecteur. Une telle gerbe aura alors à la détection les caractéristiques d'une gerbe « jeune », possédant un front épais et courbé, et une composante électromagnétique importante.

Ainsi, pour un angle donné, les gerbes de neutrinos interagissant près du détecteur auront une signature différente de gerbes initiées par des hadrons. C'est sur cette différence que se base le principe de détection de neutrinos à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger: la recherche d'événements possédant les caractéristiques d'une gerbe jeune, mais à grand angle zénithal. Il est évident que pour des angles faibles, une telle discrimination n'est pas possible, l'épaisseur de l'atmosphère étant alors trop faible. Typiquement, on doit se concentrer sur des angles zénithaux  $\theta > 75^\circ$ .

Le principe présenté jusqu'ici concerne la détection de neutrinos interagissant avec l'atmosphère terrestre, comme pour des particules classiques, et s'applique à la détection de neutrinos d'angle zénithal  $75^\circ \leq \theta < 90^\circ$ . Au delà, il est évident que rien ne peut être détecté. Rien, sauf un neutrino!

En effet, comme nous l'avons dit, cette particule est caractérisée par une section efficace d'interaction très faible, ce qui lui permet également de traverser de grandes épaisseurs de roche. Et, cette propriété peut être utilisée pour la détection de neutrinos tau, qui constitue le deuxième canal de détection de neutrinos à l'aide du SD.

En effet, lorsqu'un tel neutrino pénètre la croûte terrestre, celui-ci peut interagir de deux façons différentes, par interaction courant neutre ou courant chargé, lors de laquelle un lepton  $\tau$  est produit. Et, si une telle interaction a lieu près de la surface, le  $\tau$  produit est alors susceptible de s'échapper de la croûte terrestre, pour se propager dans l'atmosphère. Celui-ci peut alors se désintégrer, et générer une gerbe atmosphérique détectable par notre détecteur de surface, à condition que cette désintégration n'ait pas lieu trop haut. Dans ce cas de figure, la détection du lepton  $\tau$  signe la présence du neutrino initial. Nous ne présentons ici le phénomène que de manière simplifiée. Nous y reviendrons en détail dans le chapitre suivant.

Comme nous le verrons dans ce futur chapitre, une telle détection se limite essentiellement à

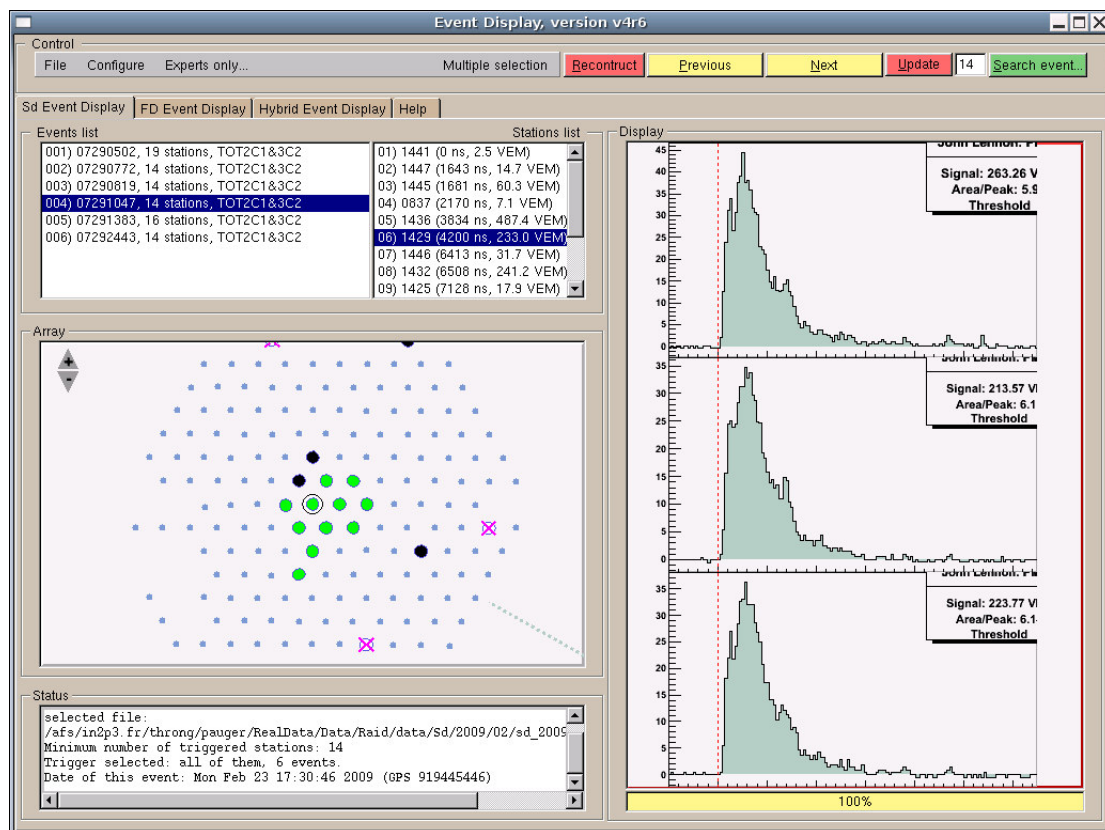


FIG. 4.16 – Capture d'écran d'un des codes de reconstruction de l'expérience pour un évènement quelconque. Celle-ci fait apparaître les différents éléments à disposition pour l'analyse d'un évènement: l'ensemble de cuves déclenchées, les temps d'arrivée du front de gerbe dans celles-ci et les signaux enregistrés par chacune de ces stations.

des angles zénithaux inférieurs à  $\sim 94^\circ$ , compte tenu des épaisseurs de roche et sections efficaces considérées. Ainsi, la détection de tels neutrinos se situe toujours dans le cadre des gerbes très inclinées. Et comme il n'existe aucune contrainte sur le point de sortie des leptons  $\tau$ , on peut tout à fait s'attendre à ce qu'une partie du flux puisse émerger près du détecteur et donc donner ainsi des gerbes jeunes à la détection. Le principe de base de l'étude est donc toujours le même, la recherche de gerbes jeunes pour de très grands angles zénithaux.

La figure 4.15 représente de manière schématique les deux canaux possibles pour la détection de neutrinos à l'observatoire Pierre Auger. Dans les deux cas, il s'agit de détecter une gerbe très inclinée possédant les caractéristiques d'une gerbe dans le début de son développement, parmi un ensemble de gerbes « vieilles », générées par les hadrons du rayonnement cosmique classique.

Lors de la détection d'une gerbe atmosphérique, le détecteur de surface fournit diverses informations. Sur la figure 4.16, on peut voir un exemple d'évènement enregistré par le SD. Cette figure est une capture d'écran de l'event display du CDAS, qui est le système en charge de l'acquisition des données de l'expérience, et qui permet également la reconstruction d'évènements. Sur cette dernière, on peut voir les diverses informations dont on dispose lors de la détection d'un évènement.

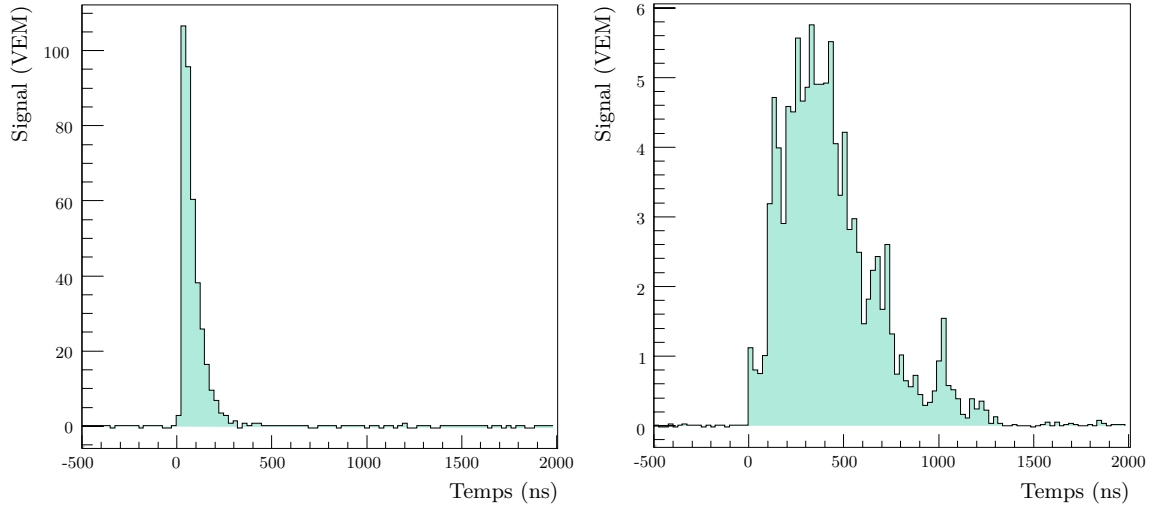


FIG. 4.17 – Traces FADC pour deux événements simulés avec un angle zénithal de  $85^\circ$ : Gauche: proton de  $10^{19}$  eV; Droite: Neutrino électronique, de même énergie, mais ayant interagit près du détecteur de surface.

Les différents ronds verts correspondent à la configuration des différentes cuves ayant déclenché le trigger de niveau 2. Pour chacune de ces stations, nous disposons du temps de déclenchement précis, correspondant au passage du front de la gerbe. L'information sur les temps d'arrivée permet de remonter à l'angle zénithal de la gerbe considérée.

L'évaluation du stade de développement de celle-ci se fait ensuite à l'aide des signaux enregistrés par les différents PMTs de chaque station. En examinant les différentes traces FADC, il est aisé de différencier les signaux provenant d'une gerbe jeune de ceux d'une gerbe ayant parcouru une grande épaisseur d'atmosphère. Une gerbe dans les premiers stades de son développement, caractérisée par une dispersion temporelle importante, donnera ainsi des signaux étalés en temps, tandis qu'une gerbe vieille de muons, sera plutôt caractérisée par des signaux très brefs. Et, la résolution de 25 ns des FADC est largement suffisante pour distinguer ces deux types de traces. Sur la figure 4.17, on a représenté deux traces typiques pour deux types d'événement différents: celle de gauche correspond à un proton de  $10^{19}$  eV, simulé pour un angle zénithal de  $85^\circ$ ; celle de droite, correspond à un neutrino électronique, simulé dans les mêmes conditions, mais ayant interagit proche du détecteur.

La différence est ici flagrante. C'est ce qui permet d'envisager la détection de neutrinos à l'aide d'un dispositif expérimental comme le SD.

Nous reviendrons plus en détail sur ces caractéristiques dans le chapitre 6, dans lequel nous aborderons la question des critères de sélection.

## Résumé

Dans ce chapitre nous avons présenté les grandes lignes du principe de détection de neutrinos de ultra haute énergie à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger. Nous avons également abordé la question importante des flux diffus de neutrinos que l'on peut attendre sur



Terre. Les incertitudes sur ce point sont importantes. Toutefois, le flux diffus de neutrinos GZK se démarque des autres flux possibles. En effet, celui-ci est assuré, dès lors que les rayons cosmiques de ultra haute énergie sont des hadrons. Les neutrinos GZK constituent ainsi, à l'heure actuelle, la prédiction de flux la plus solide de neutrinos de ultra haute énergie, bien que son amplitude soit encore difficile à estimer.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons le travail réalisé dans le cadre de l'étude des neutrinos  $\tau$ .

## Chapitre 5

# Neutrinos à incidence rasante

Au cours des dernières années, l'observation de neutrinos de ultra haute énergie est devenue un des défis de la communauté des astroparticules. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, de nombreux modèles prédisent l'existence d'un flux substantiel de neutrinos, une des contributions les plus sûres étant le flux de neutrinos cosmogéniques, bien que son amplitude soit encore dure à déterminer.

Les différents mécanismes de production conduisent à un flux non négligeable de neutrinos (et d'antineutrinos) muoniques  $\nu_\mu$ , ainsi que de neutrinos (et antineutrinos) électroniques  $\nu_e$ , au niveau du point d'interaction. Mais, grâce au phénomène d'oscillation des neutrinos, présenté dans le chapitre précédent, un observateur sur Terre est en mesure de s'attendre à des flux quasiment égaux de  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  au point d'observation, et ce compte-tenu des distances cosmologiques parcourues par les particules.

Le phénomène d'oscillation des neutrinos dans le vide est en effet décrit par 3 paramètres importants, à savoir  $\sin^2 \theta_{13}$ ,  $\sin^2 \theta_{23}$  et  $\Delta_m^2 = \Delta_{m_{23}}^2 \simeq \Delta_{m_{13}}^2$ . A partir de ces derniers, on peut écrire de manière simple la probabilité de transitions entre différentes saveurs, pour une très grande distance de propagation :

$$\begin{aligned} \lim_{L \rightarrow +\infty} P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) &= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \langle \sin^2 (1.27 \Delta_m^2 L/E) \rangle, \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \langle \sin^2 (1.27 \Delta_m^2 L/E) \rangle, \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \langle \sin^2 (1.27 \Delta_m^2 L/E) \rangle. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Connaissant la valeur de  $\theta_{23} = 45^\circ$ , et  $\tan^2 \theta_{13} < 0.03$  (à 90% de niveau de confiance), il est facile d'obtenir une estimation de la valeur des différentes probabilités ci-dessus, la moyenne des  $\sin^2$  faisant apparaitre un simple facteur 1/2.

On obtient les estimations suivantes :

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} &= P_{\nu_\tau \rightarrow \nu_e} = P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \lesssim 0.03 \\ P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} &= P_{\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu} \simeq \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Etant donné un rapport des flux à la source de  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = \frac{1}{3} : \frac{2}{3} : 0$ , on obtient alors sur Terre le rapport  $\frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$ , soit des flux égaux des différentes espèces.

Et, il a été signalé récemment [133, 134] que la présence de ces  $\nu_\tau$  dans le flux total de neutrinos pourrait permettre d'augmenter de manière sensible le potentiel de détection d'une expérience comme l'observatoire Pierre Auger. En effet, s'ils arrivent avec un angle zénithal  $\theta > 90^\circ$ , ces derniers peuvent alors interagir par interaction courant chargé avec un nucléon de la matière environnante. Dans ce cas, un lepton  $\tau$  est créé, et si ce dernier est produit suffisamment proche de la surface, il a alors une grande probabilité de s'échapper de la Terre, et de déclencher par la suite une gerbe atmosphérique au-dessus du détecteur de surface en se désintégrant. Cette gerbe peut alors être détectée, à condition que la désintégration n'ait pas lieu à trop haute altitude.

Les  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  peuvent également se propager dans la Terre, tout comme les neutrinos  $\tau$ . Toutefois, on a toujours considéré pour le moment que l'électron créé au cours d'une interaction  $\nu_e N$ , de type courant chargé, est trop rapidement arrêté pour contribuer de manière sensible à la probabilité de détection. Le muon créé lors de l'interaction d'un  $\nu_\mu$  avec un nucléon de la matière peut, quant à lui, s'échapper de la Terre, tout comme le  $\tau$ . Mais, cette fois la différence se situe au niveau du temps de vie de ces deux particules. En effet, si le  $\tau$  possède un temps de vie extrêmement court, de  $2.9 \times 10^{-13}$  s, le muon lui, possède un temps de vie suffisamment long, de  $2.2 \mu\text{s}$ , pour qu'à une énergie donnée, sa probabilité de désintégration au dessus du détecteur soit négligeable comparée à celle du  $\tau$ . Il en va donc de même de sa contribution à ce mode de détection.

Le travail à réaliser dans le cadre d'une telle étude peut se séparer en deux parties distinctes.

L'étude des neutrinos à incidence rasante demande un gros travail phénoménologique lié à la propagation des  $\nu_\tau$  et  $\tau$  dans la terre. Nous avons travaillé en détail sur ce premier point, pour lequel nous avons développé une simulation complète du phénomène qui nous intéresse.

Il faut aussi bien évidemment définir un critère de sélection pour la recherche de tels neutrinos dans les données. Cela implique un important travail de simulations de gerbes issues de la désintégration des leptons taus dans l'atmosphère, de simulation du détecteur et d'analyse de données, pour établir les différents critères qui seront utilisés pour notre sélection.

Dans la suite, nous décrirons en détail les différents éléments constitutifs de la simulation développée, c'est à dire les différentes interactions à prendre en compte, les différents processus de perte d'énergie, ainsi que les approximations couramment utilisées. Nous présenterons ensuite les différents résultats obtenus à partir de cette simulation, tant pour la probabilité de conversion  $\nu_\tau \rightarrow \tau$ , que pour les différents effets qui ont pu être étudiés en détail. Nous présenterons ensuite la sélection qui a été adoptée par la collaboration et les résultats de ce travail.

## 5.1 Description de la propagation dans la terre : Approche Monte Carlo

Le phénomène à décrire est le suivant : un  $\nu_\tau$  d'énergie donnée pénètre dans la Terre, à un angle zénithal donné, et se propage. Il est alors susceptible d'interagir par interaction faible et de créer dans certain cas un  $\tau$  qui se propagera alors à son tour. Nous sommes intéressés à priori par le flux de  $\tau$  émergeant, qui nous permettra de définir une probabilité de conversion neutrino - tau en fonction des divers paramètres.

Les différents processus à prendre en compte pour décrire un tel phénomène de manière précise sont à priori :

$$\begin{array}{ll}
\left. \begin{array}{l} \text{Interaction faible par courant chargé} \\ \text{Interaction faible par courant neutre} \end{array} \right\} & \text{pour le neutrino} \\
\left. \begin{array}{l} \text{Interactions faibles CC et NC} \\ \text{Processus de perte d'énergie} \\ \text{Désintégration} \end{array} \right\} & \text{pour le } \tau
\end{array}$$

Le cas du neutrino est évident. Pour le  $\tau$ , on prend bien sûr en compte la désintégration. Les interactions faibles peuvent en général être négligées, car elles n'apportent une contribution non-négligeable que rarement, mais nous reviendrons sur ce point plus tard.

Les pertes d'énergie à prendre en compte pour un lepton chargé comme le  $\tau$  sont au nombre de 4. On a le phénomène d'ionisation, ainsi que les processus électromagnétiques que sont le bremsstrahlung, la production de paires  $e^+e^-$ , ainsi que l'effet photonucléaire.

### 5.1.1 Interactions faibles

Pour décrire les interactions faibles des leptons dans la terre, on a besoin tout d'abord des sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie [135].

La section efficace différentielle pour l'interaction courant chargé,  $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- + X$ , s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[ x \left( 1 - \frac{\delta_\tau}{x} \right) q(x, Q^2) + x \left( 1 - \frac{\delta_\tau}{x} - y \right) (1 - y) \bar{q}(x, Q^2) \right], \quad (5.3)$$

où  $E_\nu$  est l'énergie du neutrino,  $x$  et  $y$  sont les variables de Bjorken et  $-Q^2$  l'impulsion transférée. Dans le référentiel du nucléon au repos, leurs expressions sont :

$$\begin{aligned}
y &= \frac{E_\nu - E'_\nu}{E_\nu} \\
x &= \frac{Q^2}{2M E_\nu y}
\end{aligned} \quad (5.4)$$

$M$  est la masse du nucléon,  $M_W$  celle du boson  $W$  et  $G_F = 1.16632 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  est la constante de Fermi.  $\delta_\tau = \frac{m_\tau^2}{2M E_\nu}$ , où  $m_\tau = 1.77699 \text{ GeV}$  est la masse du lepton  $\tau$ . Dans cette formule, on suppose un nucléon isoscalaire  $N \equiv \frac{p+n}{2}$ .

Les expressions  $q$  et  $\bar{q}$  sont les fonctions de distribution de quarks et s'obtiennent à partir des contributions des quarks de valence ( $u_v, d_v$ ) et des quarks de la mer ( $\bar{u}, \bar{d}$ ) :

$$\begin{cases} q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} + \bar{s}(x, Q^2) + \bar{b}(x, Q^2) \\ \bar{q}(x, Q^2) = \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} + \bar{c}(x, Q^2) + \bar{t}(x, Q^2) \end{cases} \quad (5.5)$$

La section efficace inclusive pour l'interaction courant neutre,  $\nu_\tau N \rightarrow \nu_\tau + X$ , s'écrit quant à elle:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{2\pi} \left( \frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \left[ x \left( 1 - \frac{\delta_\tau}{x} \right) q^0(x, Q^2) + x \left( 1 - \frac{\delta_\tau}{x} - y \right) (1 - y) \bar{q}^0(x, Q^2) \right]. \quad (5.6)$$

$M_Z$  est la masse du boson  $Z^0$ , vecteur de l'interaction faible par courant neutre.

Les expressions pour  $q^0$  et  $\bar{q}^0$  s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} q^0(x, Q^2) = \left[ \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) \\ \quad + \left[ \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) \\ \quad + [\bar{s}(x, Q^2) + \bar{b}(x, Q^2)] (L_d^2 + R_d^2) + [\bar{c}(x, Q^2) + \bar{t}(x, Q^2)] (L_u^2 + R_u^2) \\ \bar{q}^0(x, Q^2) = \left[ \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) \\ \quad + \left[ \frac{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) \\ \quad + [\bar{s}(x, Q^2) + \bar{b}(x, Q^2)] (L_d^2 + R_d^2) + [\bar{c}(x, Q^2) + \bar{t}(x, Q^2)] (L_u^2 + R_u^2), \end{array} \right. \quad (5.7)$$

où :

$$\begin{aligned} L_u &= 1 - \frac{4}{3}x_W & L_d &= -1 + \frac{2}{3}x_W \\ R_u &= -\frac{4}{3}x_W & L_d &= \frac{2}{3}x_W \end{aligned} \quad (5.8)$$

Dans nos calculs, nous avons considéré  $x_W = 0.224$ .

La valeur de  $(1-y)$  correspond à la fraction d'énergie emportée par le lepton sortant, le neutrino dans l'interaction NC, et le lepton chargé pour l'interaction CC. Dans une étude Monte Carlo, on doit être également capable d'obtenir, pour chaque interaction simulée, une valeur aléatoire de la fraction d'énergie perdue  $y$ , afin de pouvoir calculer l'énergie du lepton sortant.

## Fonctions de distribution de partons

La description des interactions faibles nécessite ensuite l'utilisation de fonctions de distribution de partons, afin d'obtenir la valeur des grandeurs  $q$ ,  $\bar{q}$ ,  $q^0$  et  $\bar{q}^0$ . C'est de ces fonctions que provient la principale source d'incertitudes de ce travail de simulation. En effet, on évalue le contenu en quark du nucléon pour des énergies bien au-delà de celles que l'on peut atteindre pour le moment sur accélérateur. On doit alors faire des extrapolations de ces fonctions dans des domaines de l'espace des paramètres qui ne sont pour l'instant contraints par aucune donnée.

Il existe à l'heure actuelle plusieurs paramétrisations des fonctions de distribution de partons, les plus couramment utilisées étant: CTEQ [136], GRV/GJR [137] et MRST/MSTW [138].

Pour notre travail, nous avons utilisé plus particulièrement CTEQ6, qui offrait la distribution la plus à jour au moment de la réalisation de ce travail. Cette dernière a été interfacée à notre code grâce à l'interface LHAPDF [139]. La figure 5.1 (gauche) représente les valeurs obtenues pour la densité de  $x \times \bar{u}(x, Q^2)$  en fonction de  $x$ , pour  $Q^2 = M_W^2$ , pour les distributions CTEQ6 et MSTW08. Si nous avons tracé ces fonctions jusqu'à une valeur minimale  $x_{\min} = 10^{-6}$ , c'est parce que celle-ci correspond à la limite de validité donnée par les auteurs de ces deux distributions. Au-delà, les valeurs obtenues ne sont plus jugées comme pertinentes. Pourtant, pour notre travail, la

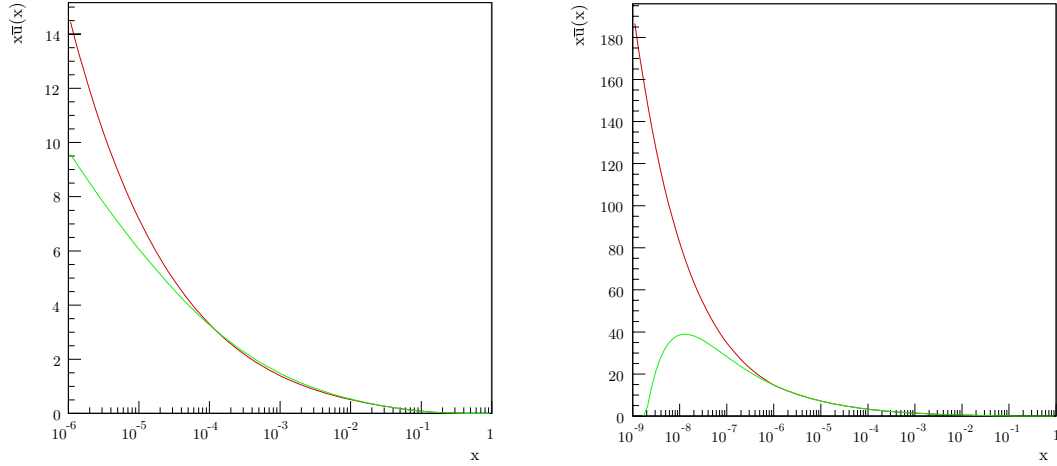


FIG. 5.1 – Gauche :  $x \times \bar{u}(x, Q^2 = M_W^2)$  en fonction de  $x$ , pour les distributions CTEQ6 et MSTW08. Droite : Valeurs obtenues avec CTEQ6 pour  $x \times \bar{u}(x, Q^2 = M_W^2)$ , en appliquant la prescription proposée par Reno (rouge) ou non (vert).

variable  $x$  peut prendre des valeurs jusqu'à plus de 4 ordres de grandeur en-dessous de cette limite. Cette extrapolation implique que l'on doit prendre des mesures particulières pour s'assurer que les valeurs obtenues ne soient pas totalement faussées. Nous avons ainsi appliqué la prescription proposée par Reno [140] :

$$x\bar{q}(x, Q^2) = \left(\frac{x_{min}}{x}\right)^\lambda x\bar{q}(x_{min}, Q^2), \quad \text{pour } x < x_{min} = 10^{-6}. \quad (5.9)$$

Le paramètre  $\lambda$  est déterminé pour chaque saveur de quark, à partir de l'ajustement de la fonction de densité correspondante, pour  $Q = M_W$ . Sur la figure 5.1 (droite), nous avons représenté les valeurs obtenues pour  $x \times \bar{u}(x, Q^2 = M_W^2)$ , avec (rouge) et sans la prescription (vert). Il paraît évident que celle-ci est indispensable pour l'étude que nous souhaitons réaliser. Dans le cas contraire, les valeurs obtenues n'auraient plus de sens physique.

Il faut toutefois bien comprendre que la prescription utilisée ici ne nous fournit qu'un moyen pour prolonger le domaine en  $x$  de nos fonctions de distribution, de manière continue, en faisant l'hypothèse que le comportement de ces dernières ne change pas lorsque  $x$  diminue. Il n'existe pour le moment aucune certitude à ce sujet.

Pour ce qui est de l'extrapolation en  $Q^2$ , nous n'avons pas appliqué de « sécurité » particulière. La figure 5.2 présente encore une fois la fonction  $x \times \bar{u}(x, Q^2)$ , mais cette fois en fonction de  $Q^2$ , la valeur de  $x$  étant fixée à  $10^{-5}$ . La partie rouge correspond aux valeurs obtenues pour  $Q^2 < Q_{max}^2 = 10^8 \text{ GeV}^2$ , la partie bleue correspondant aux valeurs en dehors de ce domaine de validité défini par les auteurs. Le comportement de la fonction est suffisamment stable pour que l'on se permette d'utiliser directement cette fonction, sans avoir à appliquer de mesure particulière pour l'extrapolation aux grands  $Q^2$ .

L'utilisation d'un ensemble de fonctions de densité de partons, en l'occurrence CTEQ6 dans notre cas, nous permet d'évaluer la valeur des sections efficaces CC et NC, par intégration des

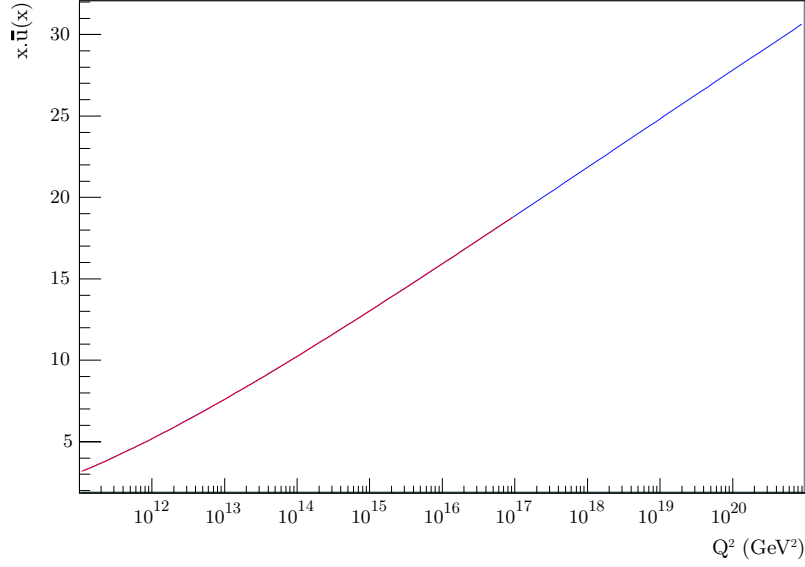


FIG. 5.2 – Représentation de la fonction  $x \times \bar{u}(x, Q^2)$ , pour  $x = 10^{-5}$ , en fonction de  $Q^2$ . La courbe est divisée en deux parties de couleur différentes : à l'intérieur du domaine de validité ( $Q^2 < 10^8 \text{ GeV}^2$ ), en rouge, et à l'extérieur de ce domaine, en bleu.

formules 5.3 et 5.6 respectivement. Nous avons également utilisé ces expressions pour obtenir une distribution dans le plan  $(x; y)$  utilisée pour déterminer de manière aléatoire les propriétés des différentes interactions simulées. Les intégrations numériques ont été effectuées à l'aide de la librairie Cuba [141], qui offre un choix de quatre routines indépendantes pour les intégrations numériques multidimensionnelles.

La figure 5.3 (gauche) correspond aux sections efficaces pour les interactions CC (bleu) et NC (rouge) du neutrino, en fonction de l'énergie. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec les résultats déjà existants dans la littérature [1]. Sur la droite, on peut voir la distribution obtenue pour  $(\log x - \log y)$ , pour l'interaction courant chargé neutrino-nucléon, pour un neutrino d'énergie  $E = 10^{20} \text{ eV}$ .

Le domaine physique pour les variables  $x$  et  $y$  a été obtenu par Albright et Jarlskog [142] :

$$\frac{m_\tau^2}{2M(E_\nu - m_\tau)} \leq x < 1 \quad \text{et} \quad A - B \leq y \leq A + B, \quad (5.10)$$

avec

$$A = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{m_\tau^2}{2ME_\nu x} - \frac{m_\tau^2}{2E_\nu^2} \right) / \left( 1 + \frac{xM}{2E_\nu} \right), \quad (5.11)$$

$$B = \frac{1}{2} \left[ \left( 1 - \frac{m_\tau^2}{2ME_\nu x} \right)^2 - \frac{m_\tau^2}{E_\nu^2} \right]^{\frac{1}{2}} / \left( 1 + \frac{xM}{2E_\nu} \right).$$

Pour le domaine en  $y$ , nous appliquons aussi de manière explicite la condition suivante :

$$y \geq \frac{1}{1-x} \frac{(M + m_\pi)^2 - M^2}{2ME_\nu}. \quad (5.12)$$

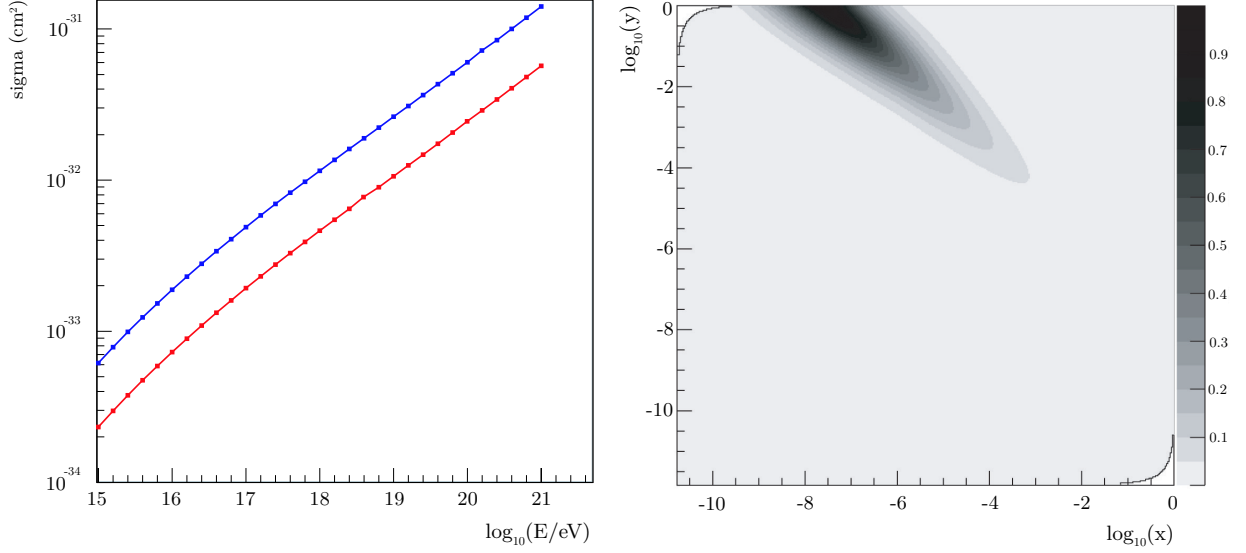


FIG. 5.3 – Gauche : Sections efficaces par courant chargé, en bleu, et par courant neutre, en rouge, pour l’interaction profondément inélastique entre un neutrino et un nucléon. Droite : Distribution de la paire  $(\log_{10} x - \log_{10} y)$  pour l’interaction courant chargé d’un neutrino de  $10^{20}$  eV avec un nucléon de la matière.

Cette limite inférieure pour  $y$ , avec  $m_\pi$  la masse du pion neutre, requiert que l’interaction simulée se produise toujours dans la région de diffusion profondément inélastique, et nous permet entre autre d’augmenter la précision de nos distributions. Pour les énergies considérées ici, cette condition est tout à fait justifiée puisque ce type d’interaction domine complètement face à la diffusion quasi-élastique ou la production de résonance [143].

Dans ce qui précède, nous n’avons pas parlé des sections efficaces pour les antineutrinos. Dans le cas général, l’expression des fonctions  $q$ ,  $\bar{q}$ ,  $q^0$  et  $\bar{q}^0$  est légèrement différente de celle des neutrinos. Toutefois, à très haute énergie ( $E > 10^{15}$  eV), le contenu en quark du nucléon est totalement dominé par les quarks de la mer, de telle sorte que les sections efficaces courant chargé et courant neutre deviennent identiques pour neutrinos et antineutrinos.

### 5.1.2 Pertes d’énergie du $\tau$

Tout comme le neutrino, le lepton peut interagir par interaction faible. Du fait de sa charge, celui-ci connaît également des processus de perte d’énergie. Le premier d’entre eux est le processus de perte par ionisation présenté dans le chapitre 2. Toutefois, pour les énergies qui nous intéressent ici, l’effet des pertes par ionisation est négligeable comparé à celui des autres processus : le bremsstrahlung, la production de paires et l’effet photonucléaire, qui sont les trois interactions électromagnétiques à prendre en compte pour l’évaluation de la perte d’énergie du tau dans la matière.



## Bremsstrahlung

Nous avons déjà parlé du bremsstrahlung dans le chapitre 2, dans le cadre des interactions d'un électron. Pour ce dernier, comme pour le muon, et pour les énergies auxquelles nous nous plaçons, ce processus représente une source de pertes d'énergie importante. Toutefois, du fait de la masse du  $\tau$ ,  $m_\tau \simeq 168m_\mu \simeq 3477m_e$ , celui-ci sera supprimé, comme nous le verrons plus loin.

Pour évaluer la section efficace de ce phénomène nous nous sommes basés sur la paramétrisation de Petrukhin et Shestakov [144] :

$$\frac{d\sigma}{dy} = \alpha^3 \left( 2Z\bar{\lambda}_e \frac{m_e}{m_\tau} \right)^2 \frac{1}{y} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \phi(\delta) , \quad (5.13)$$

avec :

$$\begin{aligned} \phi(\delta) &= \ln \left( \frac{\frac{189m_\tau}{m_e} Z^{-1/3}}{1 + \frac{189\sqrt{e}m_\tau}{m_e} \delta Z^{-1/3}} \right), \quad \text{pour } Z \leq 10 \\ \phi(\delta) &= \ln \left( \frac{\frac{2}{3} \frac{189m_\tau}{m_e} Z^{-2/3}}{1 + \frac{189\sqrt{e}m_\tau}{m_e} \delta Z^{-1/3}} \right), \quad \text{pour } Z > 10 \\ \delta &= \frac{m_\tau^2 y}{2E(1-y)}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

$\alpha$  est la constante de structure fine,  $Z$  le numéro atomique du milieu,  $m_e$  la masse de l'électron,  $e = 2.718$  et  $\bar{\lambda}_e = 3.8616 \times 10^{-11}$  cm.

Cette formule nous fournit également la distribution en  $y$  dont nous avons besoin pour évaluer l'énergie emportée par le lepton diffusé. L'expression ci-dessus prend en compte l'effet d'écrantage du noyau par les électrons atomiques, ainsi que le fait que le noyau n'est pas une particule ponctuelle.

## Production de paires

Cette interaction a également été présentée dans le chapitre sur la physique des gerbes atmosphériques. Le calcul de base de la section efficace pour ce processus est très proche de celui pour le bremsstrahlung. La section efficace différentielle que nous avons utilisé dans notre étude a été obtenue par Kokoulin et Petrukhin [145] :

$$\frac{d^2\sigma}{dyd\rho} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\bar{\lambda}_e)^2 \frac{1-y}{y} \left( \phi_e + \frac{m_e^2}{m_\tau^2} \phi_\tau \right), \quad (5.15)$$

avec  $\rho = \frac{E^+ - E^-}{E^+ + E^-}$ , où  $E^+$  et  $E^-$  sont respectivement les énergies du positron et de l'électron émis lors de l'interaction. Les fonctions  $\phi_e$  et  $\phi_\tau$  s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\phi_e &= \left[ ((2 + \rho^2)(1 + \beta) + \xi(3 + \rho^2)) \ln 1 + \frac{1}{\xi} + \frac{1 - \rho^2 - \beta}{1 + \xi} - (3 + \rho^2) \right] L_e, \\
\phi_\tau &= \left[ \left( (1 + \rho^2)(1 + \frac{3}{2}\beta) - \frac{1}{\xi}(1 + 2\beta)(1 - \rho^2) \right) \ln 1 + \xi + \frac{\xi(1 - \rho^2 - \beta)}{1 + \xi} + (1 + 2\beta)(1 - \rho^2) \right] L_\tau, \\
L_e &= \ln \frac{RZ^{-1/3} \sqrt{(1 + \xi)(1 + Y_e)}}{1 + \frac{2m_e \sqrt{e} RZ^{-1/3} (1 + \xi)(1 + Y_e)}{Ey(1 - \rho^2)}} - \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{3}{2} \frac{m_e}{m_\tau} Z^{1/3} \right)^2 (1 + \xi)(1 + Y_e) \right], \\
L_\tau &= \ln \frac{RZ^{-2/3} \frac{2}{3} \frac{m_\tau}{m_e}}{1 + \frac{2m_e \sqrt{e} RZ^{-1/3} (1 + \xi)(1 + Y_\tau)}{Ey(1 - \rho^2)}}, \\
Y_e &= \frac{5 - \rho^2 + 4\beta(1 + \rho^2)}{2(1 + 3\beta) \ln 3 + \frac{1}{\xi} - \rho^2 - 2\beta(2 - \rho^2)}, \\
Y_\tau &= \frac{4 + \rho^2 + 3\beta(1 + \rho^2)}{(1 + \rho^2)(\frac{3}{2} + 2\beta) \ln 3 + \xi + 1 - \frac{3}{2}\rho^2}, \\
\beta &= \frac{y^2}{2(1 - y)}, \quad \xi = \left( \frac{m_\tau y}{2m_e} \right)^2 \frac{1 - \rho^2}{1 - y}.
\end{aligned} \tag{5.16}$$

Dans ces expressions,  $R = 189$ .

### Effet photonucléaire

Le troisième processus radiatif pouvant conduire à des pertes d'énergie lors de la propagation du  $\tau$  dans la matière est l'effet photonucléaire. Celui-ci correspond à l'interaction d'un lepton chargé avec un noyau dans son ensemble, à travers l'échange d'un photon virtuel. Pour l'implémentation de cette interaction, nous nous sommes basés sur la référence [146]. La section efficace de ce phénomène peut s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{F_2^A(x, Q^2)}{y} \left[ 1 - y - \frac{Mxy}{2E} + \left( 1 - \frac{2m_\tau^2}{Q^2} \right) \frac{y^2}{2} \left( 1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \right) \right]. \tag{5.17}$$

Cette expression fait apparaître  $F_2^A$  qui est la fonction de structure du noyau, que l'on peut réécrire en fonction de la fonction de structure du proton. Comme pour le calcul des sections efficaces faibles, pour lequel on a besoin d'utiliser un ensemble de fonctions de distribution de partons, on a ici également besoin d'une évaluation de la fonction de structure du proton  $F_p^2(x, Q^2)$ . Pour cela, nous avons utilisé la paramétrisation ALLM97 [147], obtenue à partir de l'ajustement de toutes les données publiées jusqu'en 1997. Celle-ci offre une bonne description de la fonction de structure du proton sur un domaine assez large ( $3 \times 10^{-6} < x < 0.85$ ,  $0 \leq Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$ ), ce qui est important dans notre cas. Toutefois, comme pour les pdfs, l'interaction que l'on cherche à décrire met en jeu des énergies bien plus grandes que celles étudiées auprès des accélérateurs. Cela implique nécessairement des extrapolations, qui deviennent alors sources d'incertitudes importantes.

Les expressions détaillées des fonctions de structure et des différentes grandeurs apparaissant dans le calcul peuvent être trouvées dans l'Annexe A.

### 5.1.3 Implémentation et effets des pertes d'énergie du tau

Dans un traitement Monte Carlo parfait, les pertes d'énergie du  $\tau$  devraient être implémentées de manière stochastique. Dans ce cas, la propagation de la particule est divisée en un nombre fini de pas, et on doit, à chaque pas, déterminer si l'une des trois interactions a lieu, et dans ce cas, calculer l'énergie perdue par le  $\tau$  lors de cette interaction. Un tel traitement est toutefois coûteux en temps de calcul. C'est pour cette raison que l'on utilise en général l'approximation de pertes d'énergie continue, qui consiste à appliquer une perte d'énergie moyenne par unité de longueur à chaque pas. L'impact de cette approximation sur les incertitudes sera discutée plus en détail dans la suite de ce manuscript.

#### Perte d'énergie continue

Pour une interaction donnée, la perte d'énergie est donnée par  $yE$ , où  $E$  est l'énergie initiale de la particule. La perte d'énergie moyenne pour un processus de section efficace  $d\sigma_i/dy$  est  $E \times \beta(E)$ , où  $\beta(E)$  s'écrit :

$$\beta(E) = \frac{N_A}{A} \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy y \frac{d\sigma(y, E)}{dy}. \quad (5.18)$$

La perte d'énergie par unité de longueur peut alors être écrite comme :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \rho \beta(E) \times E, \quad (5.19)$$

dans le cas où l'on néglige les pertes par ionisation.  $\rho$  est la densité du milieu et  $\beta(E) = \beta_{brem}(E) + \beta_{pair}(E) + \beta_{nuc}(E)$ , où les suffixes correspondent aux différents processus électromagnétiques : bremsstrahlung (brem), production de paires (pair) et effet photonucléaire (nuc).

Les expressions des différentes sections efficaces présentées précédemment nous permettent d'évaluer la perte d'énergie moyenne du  $\tau$  dans un milieu dense comme la terre ( $A = 2Z = 22$ ). Nous avons représenté sur la figure 5.4 (droite) l'évolution de  $\beta$  en fonction de l'énergie pour les trois processus cités ci-dessus. La figure de gauche correspond au  $\beta$  total pour un lepton tau dans de la roche standard.

#### Effets des pertes d'énergie

Le  $\tau$  est une particule qui possède un temps de vie extrêmement faible ( $\tau_{dec} = 290 \pm 1.0 \times 10^{-15}$  s,  $c\tau = 87.11 \mu\text{m}$ ). Sa longueur de désintégration moyenne peut être évaluée à partir de la formule  $\lambda_{decay}(E) = 49 \times (E/10^{18}\text{eV})$  km. A basse énergie, la longueur de désintégration du tau est suffisamment faible pour que l'on puisse négliger les différentes interactions, et considérer que seule la désintégration est importante. Mais pour les énergies qui nous intéressent à l'observatoire Pierre Auger ( $E > 10^{17}$  eV) ce n'est plus le cas. Sur la figure 5.5, nous avons représenté la longueur de parcours moyenne du  $\tau$  dans la roche en rouge. La ligne noire correspond à la longueur moyenne de désintégration en l'absence de perte d'énergie.

A basse énergie, la désintégration domine. Mais à mesure que l'énergie croît, la longueur moyenne d'interaction pour les différents processus électromagnétiques diminue, jusqu'à devenir plus faible que la longueur de désintégration, ce qui se traduit par une diminution de la longueur de parcours du  $\tau$  par rapport à la propagation libre. Aux plus hautes énergies, la longueur de

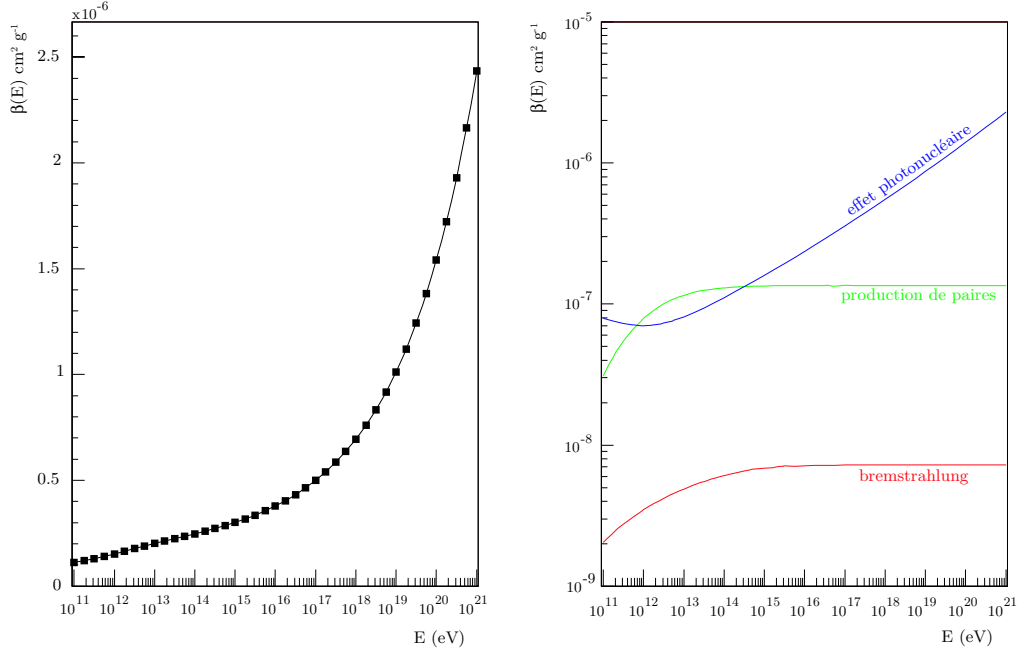


FIG. 5.4 – Gauche : Evolution de  $\beta$  total en fonction de l'énergie pour un lepton  $\tau$  dans de la roche standard ( $A = 22$ ). Droite : Evolution de  $\beta_i$  pour chacun des trois processus radiatifs présentés auparavant (de bas en haut) : bremstrahlung (rouge), production de paires  $e^+e^-$  (vert) et effet photonucléaire (bleu).

parcours est 5000 fois plus faible que dans le cas perte d'une d'énergie nulle. On peut ainsi juger de l'importance de savoir décrire les pertes d'énergie du  $\tau$  de manière la plus précise possible.

Dans le cas du muon, en raison de son temps de vie très grand, la probabilité de survie est entièrement déterminée par les pertes d'énergie, et ce quelle que soit l'énergie. Dans ce cas, négliger les fluctuations au niveau des pertes d'énergie, ou en d'autres termes, utiliser l'approximation de perte d'énergie continue, mène à une surestimation de la probabilité de survie. Dans le cas du  $\tau$ , comme on l'a vu, les pertes d'énergie ne jouent qu'un rôle négligeable en dessous de  $\sim 10^{17}$  eV. Au-delà de cette énergie par contre, la longueur d'atténuation devient plus petite que la longueur de désintégration, comme en témoigne la forte diminution de la longueur de parcours. Par conséquent, les fluctuations des pertes d'énergie pourraient jouer un rôle important, qu'il est capital d'évaluer.

### Comparaison des traitements stochastique et continu

Pour caractériser les effets des fluctuations au niveau des pertes d'énergie, nous avons développé une simulation complète de tous les processus impliqués à travers un Monte Carlo prenant en compte les effets stochastiques dont les résultats ont ensuite été comparés à ceux d'un calcul semianalytique simplifié, reproduisant la solution dans le cadre de l'approche continue [148]. Pour ce point précis, on simule la propagation de  $\tau$  seuls, afin de simplifier le problème et d'obtenir une comparaison directe entre les deux traitements.

Dans les deux cas, nous avons pris en compte les processus de perte d'énergie, ainsi que la désintégration. Les interactions faibles par courant chargé et courant neutre peuvent elles être

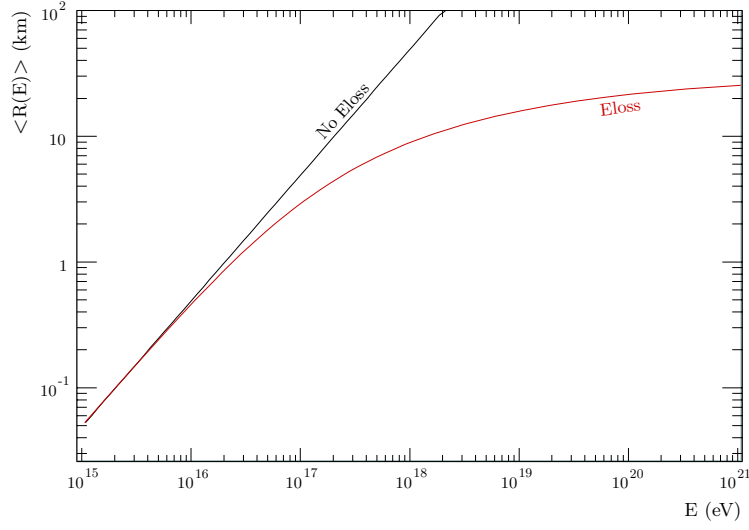


FIG. 5.5 – Longueur de parcours moyenne du tau dans de la roche standard ( $A = 22, \rho = 2.60 \text{ g cm}^{-3}$ ). La courbe rouge prend en compte tous les processus de perte d'énergie cités précédemment tandis que la ligne noire correspond à des pertes d'énergie nulles.

négligées dans le cas du  $\tau$ , puisque leurs longueurs d'interactions respectives sont beaucoup plus grandes que celles des processus électromagnétiques, pour des énergies  $\lesssim 10^{21} \text{ eV}$ .

Pour la résolution des équations de transport, on doit également négliger la « régénération » des leptons  $\tau$  à travers la chaîne de réaction  $\tau \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \tau$ , impliquant une désintégration du  $\tau$  suivie par une interaction CC du neutrino.

**Résolution de l'équation de transport** L'équation de transport qui décrit le flux de  $\tau$  d'énergie  $E$ , à la position  $x$ , dans la matière s'écrit :

$$\frac{\partial \Phi(E, x)}{\partial x} = -\frac{\Phi(E, x)}{\lambda_{dec}(E)} - \sum_i \left[ \frac{\Phi(E, x)}{\lambda_i(E)} - \frac{\rho N}{A} \int \frac{dy}{1-y} \Phi\left(\frac{E}{1-y}, x\right) \frac{d\sigma_i}{dy}\left(y, \frac{E}{1-y}\right) \right], \quad (5.20)$$

où  $\lambda_{dec}(E)$  est la longueur de désintégration du tau,  $\lambda_i$  et  $d\sigma_i/dy(E, y)$  sont les longueurs d'interaction et section efficace différentielle de chaque processus, respectivement.

Pour tous les phénomènes considérés ici,  $d\sigma_i/dy$  présente un pic aux alentours de 0. On peut effectuer dans ce cas un développement au premier ordre en  $y$  :

$$\frac{\partial \Phi(E, x)}{\partial x} = -\frac{\Phi(E, x)}{\lambda_{dec}(E)} + \rho \frac{N}{A} \frac{\partial}{\partial E} \left( E \sum_i \int_{y_{min}^i}^{y_{max}^i} dy y \frac{d\sigma_i}{dy}(E, y) \Phi(E, x) \right). \quad (5.21)$$

Dans le second terme, on peut reconnaître l'expression 5.18 de  $\beta(E)$  introduite précédemment. Et en utilisant  $dE/dx = -\rho\beta(E)E$ , l'expression ci-dessus peut facilement être intégrée, pour donner au final :

$$\Phi(E, x) = \Phi_0(\tilde{E}_0) \exp \int_0^x du \left( \frac{\partial}{\partial E} \gamma(\tilde{E}_u) - \frac{1}{\lambda_{dec}(\tilde{E}_u)} \right), \quad (5.22)$$

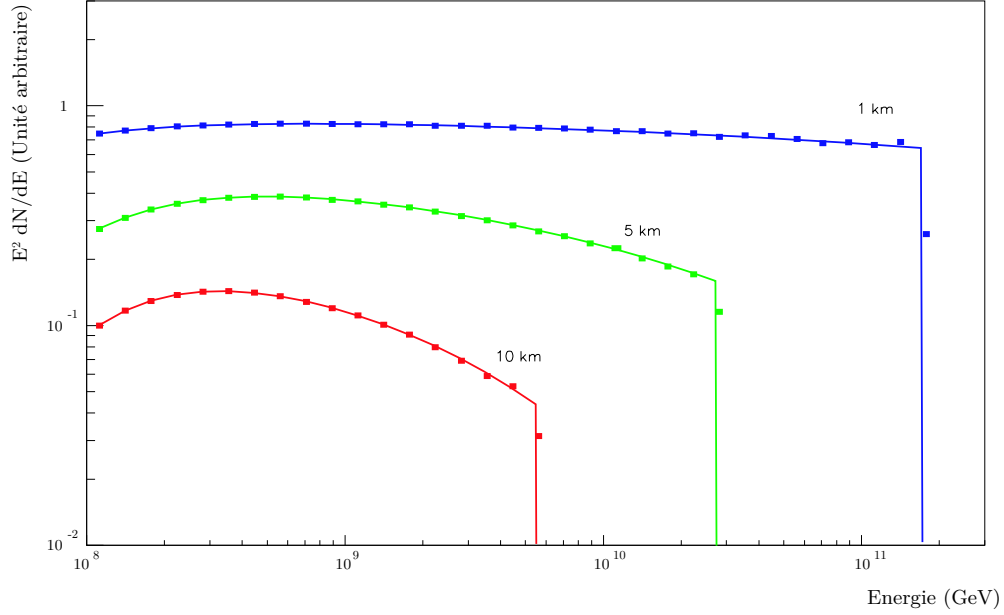


FIG. 5.6 – Comparaison de la solution semi-analytique de l'équation de transport (trait plein) avec un Monte Carlo (carrés), tous deux au sein de l'approximation de perte d'énergie continue. Un spectre d'injection en  $E^2$  entre  $10^{17}$  et  $3 \times 10^{20}$  eV a été utilisé. Les trois courbes correspondent à trois distances de propagation : 1 km (bleu), 5 km (vert) et 10 km (rouge).

où  $\gamma(E) = \rho\beta(E)E$  et  $\tilde{E}_u$  est la solution de :

$$\int_{\tilde{E}_u}^E \frac{dE_\tau}{\gamma(E_\tau)} = u - x. \quad (5.23)$$

L'expression 5.22 nous permet de calculer les flux de leptons  $\tau$  qui nous intéressent, au sein de l'approximation de perte d'énergie continue.

La figure 5.6 présente une comparaison des résultats obtenus à partir de cette dernière avec un Monte Carlo reprenant également l'approche continue, pour la propagation d'un flux incident de  $\tau$  en  $E^{-2}$  entre  $10^{17}$  et  $3 \times 10^{20}$  eV. Les courbes correspondent à différentes épaisseurs de roche traversées : 1 km en bleu, 5 km en vert et 10 km en rouge. Le très bon accord que l'on peut voir entre le Monte Carlo (carré) et le calcul semi-analytique (trait plein) nous sert de validation pour ce dernier.

On peut clairement voir une coupure brutale du flux sur chacune des courbes présentées dans cette figure. Celle-ci est simplement le résultat du choix de l'énergie maximale en  $x = 0$ , qui, en raison de l'approximation de perte d'énergie continue, est décalée jusqu'à une énergie plus faible, pour une profondeur donnée.

**Traitement stochastique** Le calcul semianalytique présenté ci-dessus est à comparer avec une simulation Monte Carlo différente de celle utilisée pour la comparaison dans l'exemple précédent. Celle-ci doit en effet traiter le phénomène de manière purement stochastique, afin de faire apparaître les différents effets des fluctuations.

Toutefois, un tel traitement demande un temps de calcul énorme. Et, en raison de la forme des distributions en  $y$  des différentes interactions, la durée totale de calcul est dominée par la simulation d'interactions pour lesquelles la perte d'énergie sera très faible. On peut alors appliquer une procédure classique, qui consiste à séparer les pertes d'énergie en deux domaines distincts :

- $y \in [y_{\min}, y_{\text{cut}}]$  : Très grand nombre d'interactions, perte d'énergie faible
- $y \in [y_{\text{cut}}, y_{\max}]$  : Peu d'interactions, perte d'énergie importante

Les fluctuations que l'on souhaite étudier sont induites par les rares interactions connaissant une perte catastrophique d'énergie, c'est à dire par le second domaine en  $y$ . Par conséquent, pour réduire le temps de calcul, le domaine des  $y$  petits est traité de manière continue, tandis que celui des  $y > y_{\text{cut}}$  sera traité de manière stochastique.

De manière pratique, cela signifie que l'on définit un nouveau  $\beta(E)$  « incomplet », par intégration de l'expression 5.18 entre  $y_{\min}$  et  $y_{\text{cut}}$ . On applique ensuite une perte d'énergie moyenne à chaque pas de la propagation, qui correspond donc à la contribution de  $[y_{\min}, y_{\text{cut}}]$ . On définit également de nouvelles sections efficaces pour chaque interaction par intégration des expressions données précédemment entre  $y_{\text{cut}}$  et  $y_{\max}$ , qui permettent de déterminer de manière aléatoire, à chaque pas également, quelle interaction a lieu.

De cette manière, le domaine en  $y$  pour lequel la nature stochastique des interactions peut s'avérer intéressante est pris en compte, et en même temps, les pertes plus fréquentes dues à la partie de la section efficace piquant aux alentours de 0 sont également appliquées. Pour obtenir un bon compromis entre temps de calcul et effets stochastiques, nous avons utilisé une valeur de  $y_{\text{cut}} = 10^{-3}$ .

**Résultats** Les deux méthodes développées ont ensuite été appliquées à la propagation de flux de leptons monoénergétiques, ainsi qu'à des flux en loi de puissance.

Nous présentons tout d'abord sur la figure 5.7 le spectre en  $\log_{10}$  de l'énergie d'un flux monoénergétique de leptons  $\tau$  ayant parcouru 1 (bleu), 5 (vert) et 10 km (rouge) dans de la roche standard. La figure de gauche correspond à une énergie initiale de  $3 \times 10^{18}$  eV et celle de droite à  $3 \times 10^{19}$  eV. Sur ces figures, les traits verticaux correspondent à l'énergie obtenue par l'approximation d'énergie continue. Ces distributions ont été obtenues par l'approche stochastique.

Les valeurs d'énergie les plus probables sont toujours plus élevées que l'énergie moyenne obtenue par l'approche continue. Les fluctuations commencent à apparaître dès 1 km, bien qu'une grande partie des événements simulés portent encore une fraction importante de l'énergie initiale  $E_0$ . On observe pourtant déjà une queue au niveau des basses énergies, qui correspond aux particules ayant subi des pertes catastrophiques d'énergie. Pour des distances plus grandes, les fluctuations augmentent ce qui se traduit par un élargissement de la distribution et un adoucissement de la coupure à haute énergie.

On voit également en comparant les distributions obtenues pour les deux énergies différentes que l'effet des fluctuations augmente de manière sensible avec l'énergie. Cet effet est dû à l'interaction photonucléaire. En effet, le bremsstrahlung et la production de paires possèdent une section efficace différentielle qui se comporte en  $\simeq y^{-2}$ , de telle sorte que l'on n'attend pas une grande contribution de la part de ces deux interactions pour les fluctuations au niveau des pertes d'énergie. La section efficace différentielle de l'effet photonucléaire se comporte elle comme  $y^{-1+\alpha}$  avec  $\alpha$  décroissant légèrement de 0.1, à  $10^{18}$  eV, à 0.05 à  $10^{21}$  eV. Cette interaction est donc beaucoup plus sujette aux pertes catastrophiques. De plus, si on regarde la figure 5.8, sur laquelle sont représen-

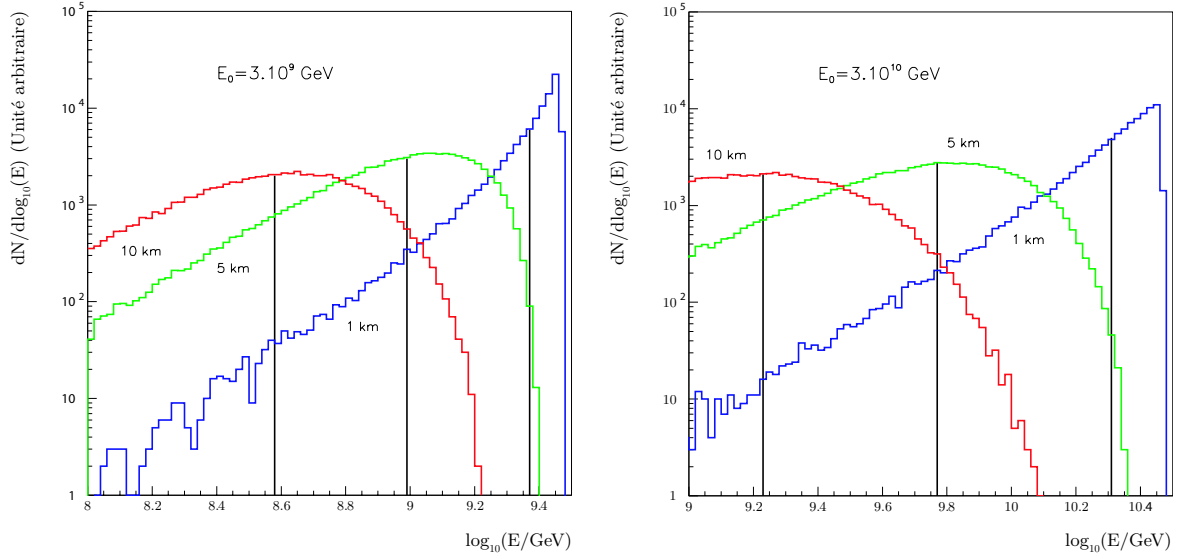


FIG. 5.7 – Gauche : Distribution de  $\log_{10}(E)$  pour des  $\tau$  d'énergie initiale  $E_0 = 3 \times 10^{18}$  eV, propagés sur trois épaisseurs de roche différentes : 1 km (bleu), 5 km (vert) et 10 km (rouge). Les traits verticaux correspondent à l'énergie obtenue à partir de l'approche perte continue pour les différentes distances considérées. Droite : Idem, pour  $E_0 = 3 \times 10^{19}$  eV.

tées les longueurs d'interaction calculées pour  $y \in [y_{\text{cut}}, y_{\text{max}}]$ , on voit que cette interaction domine de plus en plus à mesure que l'énergie augmente, de telle sorte que sa contribution grandissante devrait se traduire par une augmentation des fluctuations, comme on l'observe. Le bremsstrahlung est fortement supprimé par rapport aux deux autres interactions, et pourrait presque être négligé.

Nous avons présenté précédemment les effets des pertes d'énergie du  $\tau$  en présentant la longueur de parcours de cette particule. Il est également intéressant de voir quelles modifications peuvent être apportées par la nature stochastique des interactions.

Sur la figure 5.9 (gauche), nous avons représenté la probabilité de survie du  $\tau$  en fonction de l'épaisseur de roche parcourue, pour trois énergies (1, 10 et 100 EeV). Les courbes bleues correspondent au traitement continu et les courbes rouges au calcul prenant en compte les effets stochastiques. La figure de droite compare les longueurs de parcours en fonction de l'énergie, avec et sans fluctuations.

L'effet des fluctuations est globalement de diminuer la probabilité de survie du  $\tau$ , en raison des pertes catastrophiques, et ce, de manière de plus en plus sensible à mesure que l'on monte en énergie, ce qui reflète le nombre grandissant d'interactions par effet photonucléaire. Cette diminution aux plus hautes énergies se voit également sur la longueur de parcours du  $\tau$  qui est légèrement réduite.

En plus des taus monoénergétiques, nous nous sommes également intéressés à l'étude des flux de  $\tau$  en loi de puissance. Pour un spectre d'injection en  $E^{-\alpha}$ , on peut à priori s'attendre à ce que l'importance des fluctuations diminuent lorsque  $\alpha$  augmente, puisque l'effet des fluctuations se fait surtout sentir pour les plus grandes énergies.



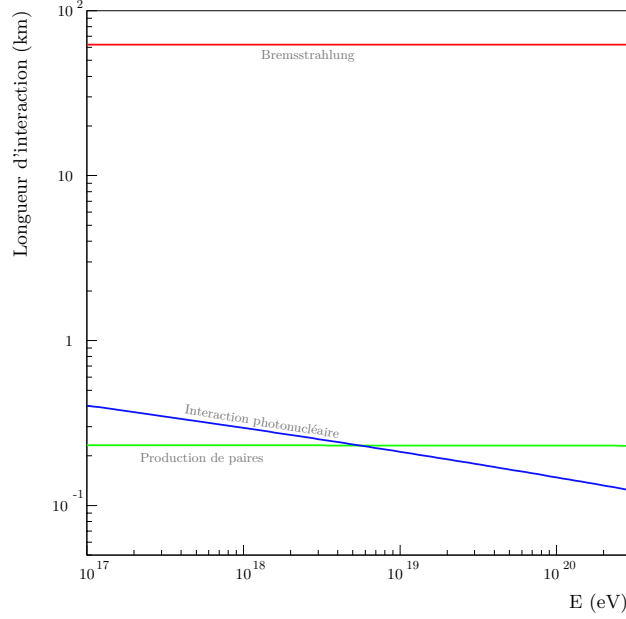


FIG. 5.8 – Longueurs d’interaction calculées pour  $y \in [y_{\text{cut}}, y_{\text{max}}]$ , en fonction de l’énergie du lepton  $\tau$  pour les trois processus de perte d’énergie : bremsstrahlung (rouge), production de paires  $e^+e^-$  (vert) et effet photonucléaire (bleu).

Pour notre étude, nous avons considéré le cas de spectre d’injection continu en  $E^{-1}$  et  $E^{-2}$ , entre  $10^{17}$  et  $3 \times 10^{20}$  eV. On considère également une coupure nette afin de voir plus clairement les différents comportements des flux propagés.

La figure 5.10 présente les résultats obtenus pour les deux spectres d’injection différents, encore une fois pour trois épaisseurs de roche différentes. Pour une lecture plus claire, nous avons représenté le flux divisé par le flux à l’injection. Pour une propagation sans perte d’énergie ni désintégration, les courbes seraient donc égales à 1. Les points représentent les résultats de l’approche stochastique, et les courbes ceux du traitement continu des pertes d’énergie.

Les fluctuations ont pour effet d’adoucir la coupure à haute énergie, ce qui correspond à des particules qui subissent moins d’interactions et des pertes d’énergie plus faibles, comparé à la moyenne. De plus, comme on pouvait s’y attendre, cet effet est plus prononcé dans le cas d’un spectre en  $E^{-1}$ .

Toutefois, cet effet est la seule conséquence importante des interactions stochastiques. Cela signifie que pour des spectres continus en loi de puissance, il y a une compensation entre les fluctuations positives et négatives, de telle sorte que leur effet est peu visible, sauf pour les plus hautes énergies. Ainsi, si la nature stochastique des interactions du tau est en effet responsable de larges fluctuations au niveau des pertes d’énergie, leur effet disparaît pour des spectres continus en loi de puissance. L’approximation de perte d’énergie continue peut ainsi être considérée comme suffisamment précise.

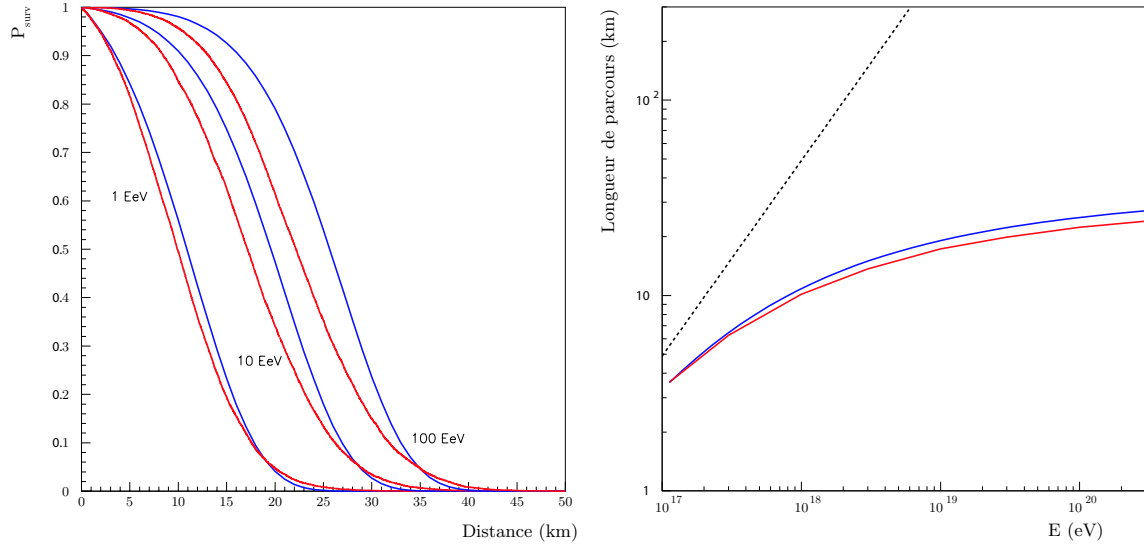


FIG. 5.9 – Gauche : Probabilité de survie du tau dans la roche standard en fonction de l'épaisseur de roche traversée, pour différentes énergies initiales. En bleu, on a représenté le calcul au sein de l'approximation de perte d'énergie continue, et en rouge le traitement stochastique. Droite : Longueur de parcours du  $\tau$  dans la roche standard en fonction de son énergie initiale pour des pertes continues (bleu) et stochastiques (rouge).

#### 5.1.4 Description Monte Carlo de la propagation dans la terre - Résultats

Comme nous avons pu le voir précédemment, les interactions à prendre en compte pour notre problème sont : les interactions faibles du neutrino; les processus de pertes d'énergie et la désintégration, pour le tau. Tous ces processus doivent ensuite être implémentés dans une simulation Monte Carlo. Compte-tenu des énergies mises en jeu pour notre étude, on peut considérer que les leptons sortants de chaque processus ont exactement la même direction que le lepton initial. On peut ainsi se contenter d'une étude à une seule dimension.

Le travail typique consiste à injecter un neutrino d'énergie et angle zénithal donnés dans la terre. On doit ensuite le propager pas par pas, en estimant à chacun de ces pas la probabilité qu'une interaction courant neutre ou courant chargé ait lieu. L'interaction par courant neutre ne représente qu'un processus de perte d'énergie pour le neutrino. Dans le cas où une interaction courant chargé se produit, on bascule alors vers la propagation du lepton  $\tau$  produit, en déterminant à chaque pas l'énergie perdue par ce dernier, et sa probabilité de désintégration. En cas de désintégration, le neutrino produit, dit régénéré, est alors de nouveau propagé. Le programme alterne ainsi jusqu'à ce que l'une des particules quitte la terre.

Dans notre cas, nous sommes intéressés par les leptons tau qui parviennent à s'échapper de la croûte terrestre.

Dans notre code de simulation, la position d'interaction d'un neutrino est tirée de manière aléatoire à sa création, ce qui est beaucoup plus rapide que la propagation pas par pas. Pour le neutrino, qui ne possède que deux interactions possibles et qui ne connaît aucune perte d'énergie, la

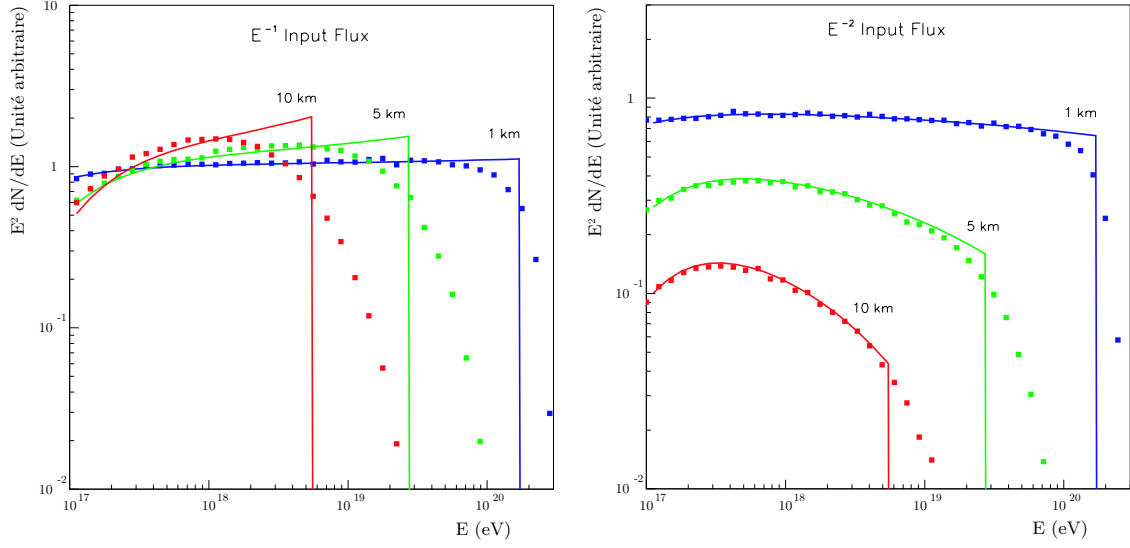


FIG. 5.10 – Gauche : Comparaison des spectres obtenus pour les approches stochastique et continue pour les pertes d'énergie du  $\tau$  dans de la roche standard, pour trois épaisseurs de roche traversées. Les spectres ont été corrigés du spectre d'injection, une loi de puissance en  $E^{-1}$ , entre  $10^{17}$  et  $3 \times 10^{20}$  eV. Les trois distances de propagation sont marquées sur la figure : 1 (bleu), 5 (vert) et 10 km (rouge). Droite : Idem mais pour un spectre d'injection en  $E^{-2}$ .

distance entre son point de création et son point d'interaction est donnée par  $D_{\text{int}} = -\ln R / (N\rho \times (\sigma_{CC}(E) + \sigma_{NC}(E)))$  où  $R$  est un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1, et où  $\sigma_{CC}(E)$  et  $\sigma_{NC}(E)$  sont les sections efficaces d'interaction courant chargé et courant neutre respectivement.

Pour les énergies de plus de  $10^{16}$  eV qui nous intéressent ici, celles-ci peuvent être paramétrisées de manière satisfaisante par une fonction de la forme  $\alpha_1 \times E^{\alpha_2}$ . L'intégration sur  $x$  et  $y$  des sections efficaces différentielles 5.3 et 5.6 et l'ajustement des courbes obtenues par la forme précédente a donné :

$$\begin{cases} \sigma_{CC}(E) = 6.37994 \times 10^{-36} \text{ cm}^2 (E/\text{GeV})^{0.355991} \\ \sigma_{NC}(E) = 5.00969 \times 10^{-36} \text{ cm}^2 (E/\text{GeV})^{0.34944} \end{cases} \quad (5.24)$$

Le tirage des nombres aléatoires a été effectué à l'aide de la classe TRandom3 de ROOT [149].

Traiter les interactions du neutrino de cette manière n'est valable que pour une densité parfaitement constante. Pour le vérifier, nous nous sommes basés sur le Preliminary Reference Earth Model [150], qui fournit un paramétrage de la densité en fonction de la profondeur sous la surface. Sur la figure 5.11 (gauche), nous avons représenté la densité obtenue à partir de ce modèle, en fonction de la distance à la surface.

On voit que celle-ci évolue vite, de telle sorte qu'il n'est pas évident au premier abord que l'on puisse considérer la densité comme constante. Toutefois, dans le cadre de notre étude, nous ne sommes sensibles qu'à des événements à incidence rasante, comme nous le verrons par la suite. On n'attend en effet qu'une contribution négligeable des angles zénithaux au-delà de  $\sim 94^\circ$  au signal total. La figure 5.11 (droite) représente la densité moyenne le long d'une trajectoire rectiligne, comme celle de nos particules, en fonction de l'angle zénithal. On voit que pour des

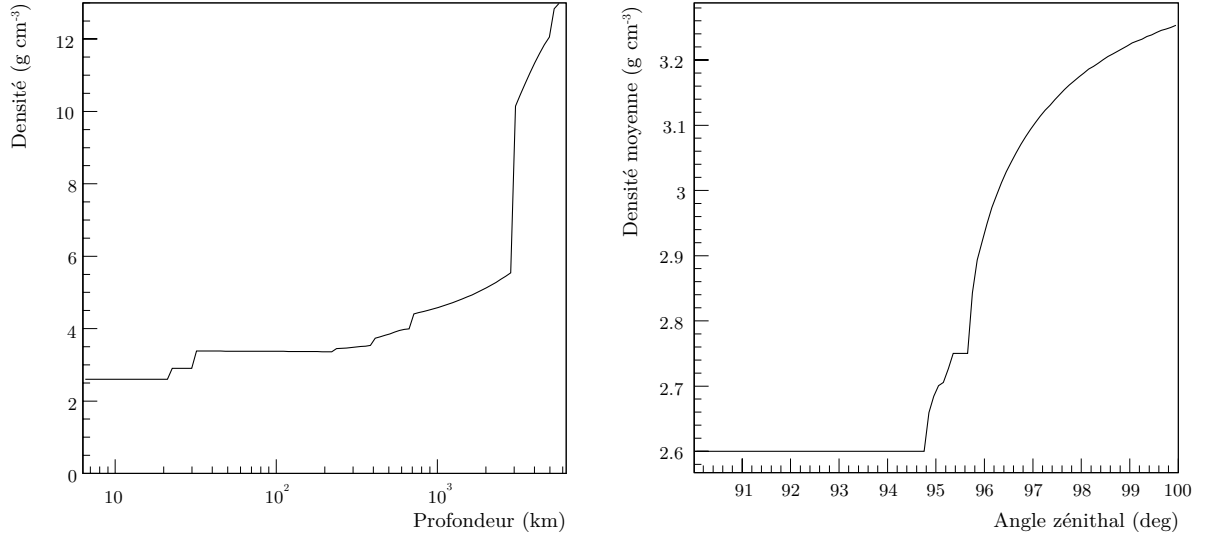


FIG. 5.11 – Gauche : Densité à l'intérieur de la Terre en fonction de la distance à la surface. Droite : Densité moyenne le long de la trajectoire d'un neutrino en fonction de l'angle zénithal.

angles inférieurs à  $\sim 94.7^\circ$  celle-ci est constante et exactement égale à  $2.60 \text{ g cm}^{-3}$ , qui correspond à la densité de la couche de surface de la croûte terrestre, comme on peut le voir sur le premier pallier de la figure de gauche.

Ainsi, dans la limite des angles zénithaux faibles, on peut considérer une densité constante  $\rho = 2.60 \text{ g cm}^{-3}$ .

On peut donc tirer de manière aléatoire la position d'interaction du neutrino. Si celle-ci est en dehors de la Terre, le neutrino est considéré comme perdu. En cas d'interaction dans la Terre, on doit alors décider laquelle des deux interactions possibles a lieu. On a en moyenne CC : NC = 71 : 29.

En raison des pertes d'énergie à appliquer, le  $\tau$  doit normalement être propagé pas par pas. Nous avons toutefois développé une méthode alternative dans laquelle la position de désintégration du  $\tau$  est également tirée de façon aléatoire à l'aide de la formule suivante pour la probabilité de survie de la particule :

$$P(x) = e^{\frac{m_\tau}{\beta'_0 E_0 c\tau} \left[ \beta'_1 E_0 x + \frac{\beta'_0 + \beta'_1 E_0}{\rho \beta'_0} (1 - e^{\rho \beta'_0 x}) \right]}, \quad (5.25)$$

ou  $x$  est la distance parcourue dans la roche en cm,  $E_0$  est l'énergie initiale du  $\tau$ ,  $c\tau = 87.11 \text{ } \mu\text{m}$  et  $\rho$  est la densité du milieu. Cette formule découle du calcul de la probabilité de survie pour une densité constante et une perte d'énergie que l'on choisit de décrire par :

$$-\frac{dE}{dx} = \rho \times \beta(E) \times E, \quad \beta(E) = \beta'_0 + \beta'_1 \times E, \quad (5.26)$$

en négligeant bien évidemment les pertes par ionisation. Pour une expression de  $\beta(E)$  de cette forme, il n'est malheureusement pas évident de choisir les paramètres  $\beta'_0$  et  $\beta'_1$  qui permettent de décrire de manière précise les pertes d'énergie quelle que soit l'énergie. Ainsi, au lieu de chercher

à obtenir un seul jeu de valeur, il est plus aisé de considérer différents jeux de paramètres, pour plusieurs énergies différentes. Nous avons ainsi extrait une table de paires  $(\beta'_0, \beta'_1)(E)$  grâce à l'ajustement des différentes distributions de la longueur de désintégration du  $\tau$ , obtenues grâce à une simulation pas par pas, à l'aide de la dérivée de l'expression 5.25. La valeur des paramètres pour une énergie  $E$  quelconque est ensuite obtenue par interpolation entre les résultats des différents ajustements de fonction.

Ici, la perte d'énergie est appliquée en une seule fois lorsque la position de désintégration est connue. Celle-ci est évaluée à l'aide de la formule suivante :

$$E(L) = \left[ \frac{\beta_0 E_0^{\beta_2}}{(\beta_0 + \beta_1 E_0^{\beta_2}) e^{\rho \beta_0 \beta_2 L} - \beta_1 E_0^{\beta_2}} \right], \quad (5.27)$$

qui nous donne l'énergie du tau en fonction de l'épaisseur de roche traversée. Cette formule s'obtient simplement par intégration de :

$$\frac{dE}{dx} = \rho \times \beta(E) \times E, \quad (5.28)$$

pour lequel nous avons considéré un paramétrage pour  $\beta(E)$  de la forme :

$$\beta(E) = \beta_0 + \beta_1 E^{\beta_2}. \quad (5.29)$$

La valeur des paramètres  $\beta_0, \beta_1$  et  $\beta_2$  est obtenue par ajustement sur la courbe 5.4. Les pertes d'énergie du  $\tau$  sont ainsi reproduites de manière précise quelle que soit l'énergie pour  $\beta_0 = 2.39416 \times 10^{-7}$ ,  $\beta_1 = 4.185670434 \times 10^{-9}$  et  $\beta_2 = 0.226612$ . Cette paramétrisation permet une description précise des pertes d'énergie contrairement à l'expression 5.26, mais ne permet pas d'obtenir une expression analytique simple pour la probabilité de survie, raison pour laquelle nous avons utilisé un paramétrage légèrement différente pour le calcul précédent.

Cette manière de décrire la propagation du  $\tau$  permet un gain non négligeable en temps de calcul par rapport au traitement pas par pas. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous avons développé cette approche.

Sur la figure 5.12, nous présentons une comparaison du spectre de leptons  $\tau$  émergents obtenus à l'aide de l'approche présentée ci-dessus, avec le résultat d'un traitement pas par pas classique, pour un flux monoénergétique de neutrinos d'énergie initiale  $E_\nu^0 = 10^{20}$  eV et pour une épaisseur de roche traversée de 75 km. On voit que les résultats sont en très bon accord.

Pour la suite, c'est la méthode de propagation rapide qui a été utilisée.

La simulation développée joue un rôle important dans le calcul de l'acceptance du détecteur aux neutrinos  $\tau$  d'incidence rasante. En effet, si celle-ci nécessite bien évidemment la connaissance du détecteur et de sa réponse aux gerbes induites par la désintégration des leptons  $\tau$  dans l'atmosphère, elle dépend également de la probabilité de conversion  $\nu_\tau \rightarrow \tau$ . Et celle-ci nous est fournie par la description du phénomène de propagation que nous avons mis en place.

Pour exemple, nous avons représenté figure 5.13 la probabilité d'obtenir un tau émergent en fonction de l'énergie de ce  $\tau$ , pour deux énergies du neutrino initial,  $10^{18}$  et  $10^{19}$  eV, ainsi que pour trois épaisseurs de roche traversées : 25 km (rouge), 275 km (bleu) et 525 km (vert). 525 km

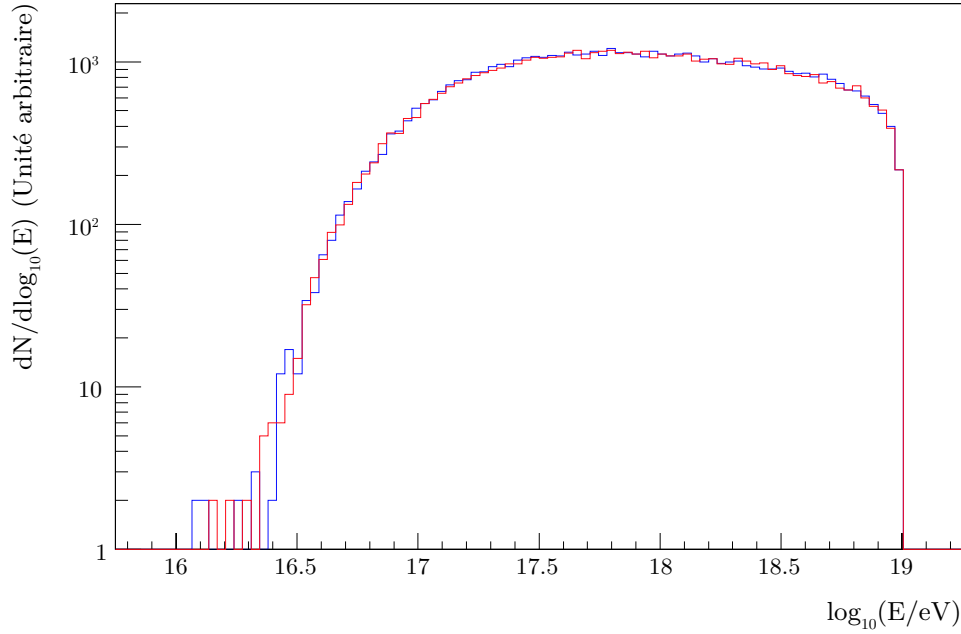


FIG. 5.12 – Distribution en énergie des leptons  $\tau$  émergents pour les deux approches différentes : la méthode développée dans ce travail (bleu) et un traitement pas par pas classique de la propagation du tau (rouge). Nous avons considéré un flux de neutrinos monoénergétiques, d'énergie initiale  $E_\nu^0 = 10^{19}$  eV, et une épaisseur de roche de 75 km.

correspond à un angle zénithal de  $\sim 92.3^\circ$ . En raison des pertes d'énergie du  $\tau$ , la probabilité est meilleure pour des faibles distances de roche.

L'intérêt de cette méthode de détection réside en premier lieu dans la densité de la Terre. Celle-ci est en effet un facteur 1000 plus grande que la densité de l'atmosphère au niveau du sol, qui est la cible habituelle pour la formation de gerbes atmosphériques. Cette densité élevée, liée à la section efficace d'interaction du neutrino pour les énergies qui nous intéressent dans notre étude, fait qu'un grand nombre de neutrinos peuvent interagir avant de quitter la Terre. Pour une épaisseur de 25 km et une énergie initiale de  $10^{19}$  eV,  $\sim 15\%$  des neutrinos interagissent ainsi avant de quitter la Terre, produisant dans  $\sim 70\%$  des cas un lepton  $\tau$  qui est susceptible de contribuer au flux total final. A 25 km,  $\sim 6\%$  des neutrinos produisent un lepton  $\tau$  qui contribue en effet au flux total de leptons émergents. Pour 525 km de roche, le taux d'interaction est nettement supérieur, puisque  $\sim 95\%$  des neutrinos interagissent. Mais compte tenu de la plus grande distance à parcourir, seuls  $\sim 1\%$  des  $\tau$  produits lors de cette propagation peuvent effectivement contribuer au flux total. Le flux de  $\tau$  considéré jusqu'à maintenant ne correspond pas aux particules réellement détectées par le réseau de surface, mais au cas où tous les leptons émergents seraient détectés. Toutefois, la probabilité de détection dépend ensuite de l'énergie des particules, ainsi que de la hauteur de désintégration du  $\tau$  au-dessus du SD, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre.

Sur la figure 5.14, nous avons représenté la probabilité pour un neutrino de  $10^{19}$  eV de produire un lepton  $\tau$  qui parviendra à s'échapper de la croûte terrestre, en fonction de l'angle zénithal. Comme nous l'avons fait remarquer auparavant, celle-ci est très piquée aux petits angles qui apportent la principale contribution au signal total attendu. Au-delà de  $94.5^\circ$ , moins de 0.1% des

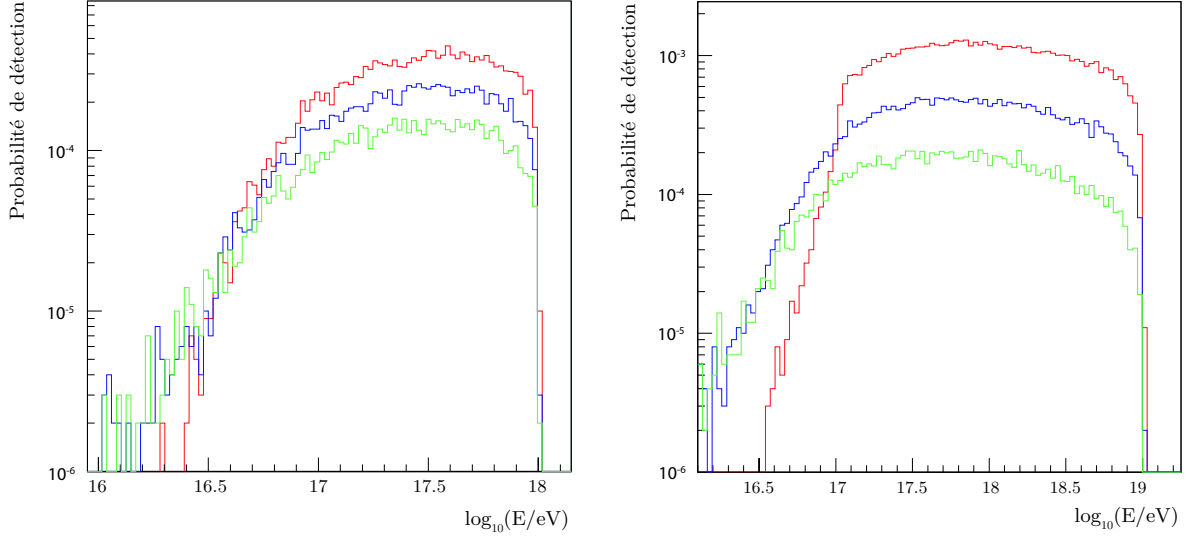


FIG. 5.13 – Gauche : Probabilité d’obtenir un lepton  $\tau$  émergeant en fonction de son énergie, pour trois épaisseurs de roche standard ( $\rho = 2.6 \text{ g cm}^{-3}$ ) : 25 (rouge), 275 (bleu) et 525 km (vert), pour un neutrino d’énergie  $E_\nu = 10^{18}$  eV. Droite : Idem mais pour  $E_\nu = 10^{19}$  eV.

neutrinos peuvent produire un lepton tau détectable. De plus, le graphique présenté ici prend en compte tous les leptons  $\tau$  émergeants, quelle que soit leur énergie. Mais, il est évident que la probabilité de détection dépend ensuite de cette énergie. Et, l’énergie moyenne des  $\tau$  émergeant sera plus grande près de l’horizon ( $\theta = 90^\circ$ ) qu’à des angles plus grands, en raison de la distance à parcourir qui augmente avec l’angle zénithal, ce qui accentue encore la différence de contribution entre les petits et grands angles. C’est pourquoi on peut raisonnablement se restreindre dans notre étude aux angles inférieurs à  $\sim 94^\circ$ , sans que cela n’ait de grande incidence sur le résultat final. C’est également pour ça que la densité peut être considérée comme constante, comme nous le disions précédemment.

Sur la figure précédente, la probabilité totale est représentée par l’histogramme blanc. Les deux autres histogrammes dessinés, en rouge et vert, correspondent aux contributions des événements dits « single-bang » et « double-bang » respectivement. Les événements single-bang sont ceux pour lesquels le  $\tau$  émergeant provient directement du neutrino initial ( $\nu_\tau \rightarrow \tau$ ), tandis que les événements double-bang désignent les événements où le  $\tau$  est produit par un neutrino régénéré, comme défini précédemment, à travers la chaîne de réaction  $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau$ . L’histogramme blanc prend en compte la contribution de tous les niveaux de régénération (single, double-bang + 3,4,...,bang). Les premières estimations [151] considéraient que ce phénomène de régénération devait contribuer de manière importante au flux total de lepton émergeant, et ce jusqu’à des angles importants, à travers les événements double-bang, 3-bang, 4-bang ..., comme on peut le voir sur la figure 5.15, issue de la référence précédente. D’après nos résultats, ce n’est manifestement pas le cas. Cette différence vient très certainement de la prise en compte des pertes d’énergie qui devaient être traitées de manière incorrecte dans la précédente étude.

La question de la propagation des neutrinos  $\tau$  dans la terre est un problème qui a été beaucoup étudié au cours des dernières années, dans différents contextes et sous différentes approximations. L’approximation qui consiste à négliger les multiples régénérations du  $\nu_\tau$  ou encore les interactions

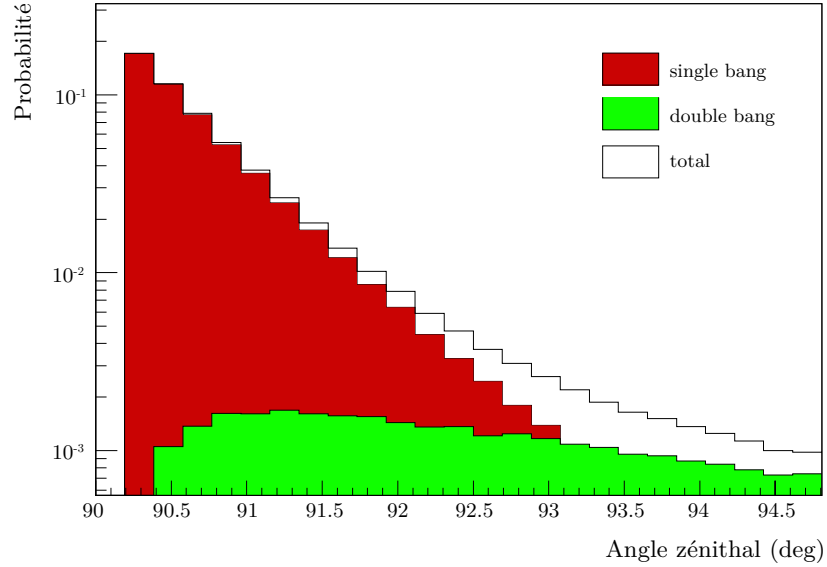


FIG. 5.14 – Probabilité d’obtenir un lepton  $\tau$  émergeant en fonction de l’angle zénithal, pour un neutrino d’énergie  $E = 10^{19}$  eV. L’histogramme rouge correspond à la contribution des événements « single-bang », le vert correspondant à celle des événements « double-bang ». Tous les leptons taus émergeants sont pris en compte, quelle que soit leur énergie.

faibles du  $\tau$  est maintenant répandue, dans le cas particulier des traitements analytiques pour lesquels les équations de transport ne sont pas solubles sans ces simplifications, mais également dans le cas de Monte Carlo, principalement pour des raisons de temps de calcul.

De telles approximations sont justifiées dans le cas standard où les longueurs caractéristiques pour l’interaction CC du  $\tau$  ( $\sim 600$  km à  $10^{18}$  eV) et pour sa désintégration sont grandes devant celles des pertes d’énergie ( $\sim 6$  km). Cependant, elles pourraient être mises en défaut dans d’autres scénarios plus exotiques. En effet, les connaissances sur la section efficace d’interaction neutrino et sur les pertes d’énergie du tau sont très limitées dans le domaine des ultra hautes énergies. Ces grandeurs pourraient ainsi être grandement modifiées par rapport aux valeurs standards pour des énergies au-delà de celles couramment testées pour le modèle standard. Pour ces raisons, nous avons également mené une étude détaillée de la régénération des  $\nu_\tau$  et  $\tau$  sous différentes hypothèses pour les sections efficaces neutrino-nucléon et les pertes d’énergie du tau [152].

### Effet de la régénération

Dans le modèle standard, les sections efficaces neutrino-nucléon par courant chargé et courant neutre décrivent des processus de diffusion profondément inélastique et sont exprimées en fonction des fonctions de structure du nucléon qui à leur tour dépendent des fonctions de distribution de partons individuelles. Et comme nous l’avons déjà dit, le domaine de l’espace des paramètres sondé par l’interaction de neutrinos de ultra haute énergie est bien en dehors du domaine contraint, ce qui entraîne obligatoirement le recours à des extrapolations qui se répercutent sur les incertitudes au niveau de ces sections efficaces.

Nous avons ainsi choisi d’étudier les effets qui nous intéressent en prenant en compte trois modèles de sections efficaces : faible, standard et forte.



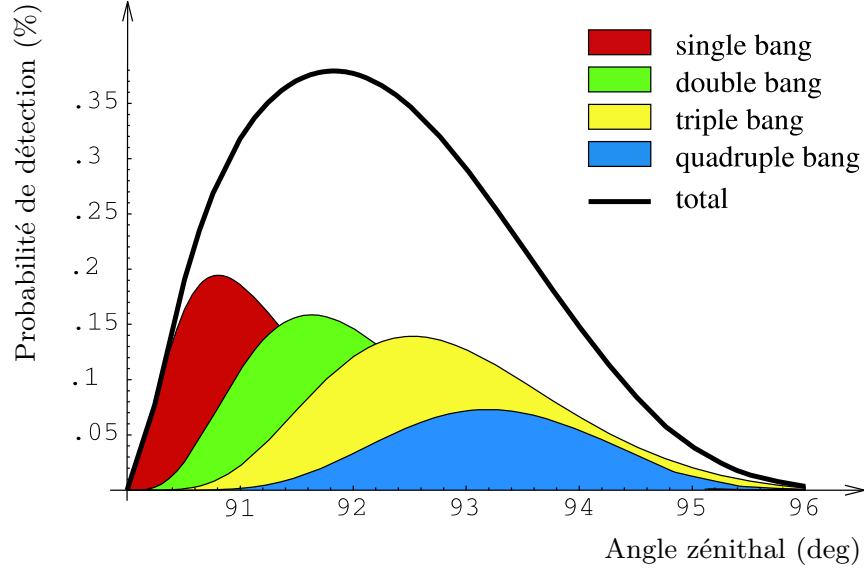


FIG. 5.15 – Probabilité de détection d’une gerbe de tau pour un neutrino initial de  $3 \times 10^{18}$  eV, en fonction de l’angle zénithal [151]. Les différentes courbes correspondent aux contributions des différents niveaux de régénération (voir légende).

Pour la section efficace standard, nous avons utilisé un paramétrage récente présentée dans la référence [153] :

$$\sigma_{std}^{CC}(E) = 2.4 \sigma_{std}^{NC}(E) = 6.04 \times \left( \frac{E}{10^9 \text{ eV}} \right)^{0.358} \times 10^{-36} \text{ cm}^2. \quad (5.30)$$

Pour l’exemple de section efficace faible, nous avons choisi d’utiliser un paramétrage déduit de la figure 1 de la précédente référence, qui représente la section efficace en cas de saturation des pdfs à petits  $x$ , comme dans le formalisme du « color glass condensate » :

$$\sigma_{low}^{CC}(E) = 2.4 \sigma_{low}^{NC}(E) = 3.89 \cdot \left( \frac{E}{10^{18} \text{ eV}} \right)^{0.170 - 0.037 \cdot \log_{10} \frac{E}{10^{18} \text{ eV}}} 10^{-33} \text{ cm}^2 \quad (5.31)$$

Pour l’exemple de section efficace forte, nous avons choisi d’utiliser simplement  $\sigma_{high}^{CC}(E) = 2.4 \sigma_{high}^{NC}(E) = 3 \cdot \sigma_{std}^{CC}(E)$ , sans considérer de modèle particulier.

Pour le besoin de notre étude, nous adoptons pour les pertes d’énergie la même stratégie que pour la section efficace, et avons extrait trois paramétrisations des différents calculs présents dans la littérature :

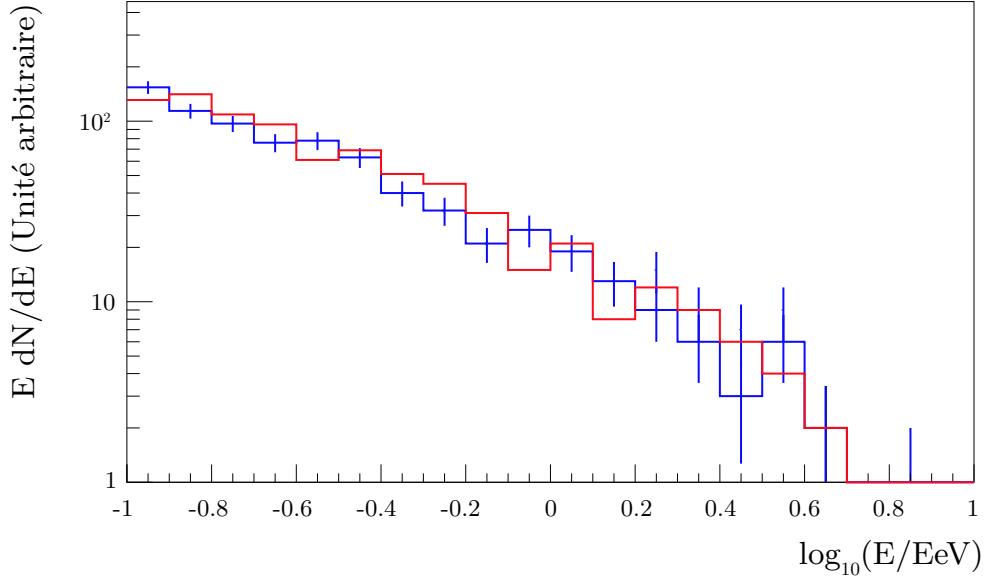


FIG. 5.16 – Flux de leptons  $\tau$  émergeants pour un angle inférieur à  $93^\circ$  et un flux incident de neutrinos  $dN/dE = 4.6 \times 10^7 E_\nu^{-2} \text{ EeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , pour la combinaison des valeurs conventionnelles des paramètres  $\sigma_{high} \otimes \beta_{std}$ . La régénération est négligée dans l’histogramme bleu et prise en compte dans l’histogramme rouge.

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_{std}(E_\tau) = \left( 1.2 + 0.16 \times \ln\left(\frac{E_\tau}{10 \text{ EeV}}\right) \right) 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \\ \beta_{high}(E_\tau) = 1.36 \times \left( \frac{E_\tau}{10^{18} \text{ eV}} \right)^{0.35} \times 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \\ \beta_{low}(E_\tau) = \left( 0.3 + 0.06 \times \log_{10}\left(\frac{E_\tau}{10^{18} \text{ eV}}\right) \right) 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \end{array} \right. , \quad (5.32)$$

qui représentent respectivement les valeurs standard, forte et faible du paramètre  $\beta$  qui gouverne les pertes d’énergie du  $\tau$ .

Nous avons ensuite étudié les effets de la régénération pour les  $3 \otimes 3$  combinaisons des expressions données ci-dessus. Sur la figure 5.16, nous présentons tout d’abord le flux des tau émergeants, calculé pour un flux incident de  $\nu_\tau$  donné par  $dN/dE = 4.6 \times 10^7 E_\nu^{-2} \text{ EeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , et intégré sur l’angle zénithal, pour des angles inférieurs à  $93^\circ$ .

Dans ce cas, comme on s’y attend, la régénération est négligeable. Ce cas correspond à la situation à considérer pour l’étude des  $\nu_\tau$  à l’observatoire Pierre Auger.

Toutefois, on s’attend à ce que de plus grandes pertes d’énergie ou une section efficace plus faible réduisent l’effet de la régénération, tandis qu’une plus grande section efficace ou une perte d’énergie plus faible devraient l’augmenter. C’est effectivement ce que l’on trouve dans nos résultats.

Dans la suite, nous présenterons les résultats obtenus pour les combinaisons pour lesquelles la régénération n’est plus négligeable, en les comparant au cas standard. Pour ces figures nous avons considéré des flux incidents monoénergétiques pour pouvoir étudier de plus près le comportement

aux plus hautes énergies, supprimées pour un spectre en  $E_\nu^{-2}$ .

Les figures 5.17 et 5.18 présentent le flux des leptons  $\tau$  produits par des neutrinos incidents d'énergie fixée pour les angles zénithaux inférieurs à  $93^\circ$ , et pour les combinaisons  $\sigma_{std} \otimes \beta_{std}$  (Fig.5.17 gauche),  $\sigma_{std} \otimes \beta_{low}$  (Fig.5.17 droite),  $\sigma_{high} \otimes \beta_{std}$  (Fig.5.18 gauche) et  $\sigma_{high} \otimes \beta_{low}$  (Fig.5.18 droite). Sur ces figures, les histogrammes noirs prennent en compte la régénération à travers la désintégration et l'interaction CC du  $\tau$ , les histogrammes rouges ne prennent en compte que l'interaction CC du  $\tau$  et les histogrammes bleus négligent toute régénération.

Pour le choix standard des paramétrisations, on peut voir sur la figure 5.17 (gauche) que l'effet de la régénération est complètement négligeable pour de faibles énergies initiales. Mais, à mesure que celle-ci augmente, le flux de basse énergie commence à être sous-estimé de manière non négligeable. On a ainsi  $\sim 15\%$  de  $\tau$  en moins si la régénération est négligée. Cet effet n'était pas visible dans le cas d'un spectre incident en  $E^{-2}$  pour lequel la contribution des plus hautes énergies est négligeable, mais il pourrait affecter le flux de  $\tau$  émergeant si le flux de neutrinos était plus dur.

Pour les autres cas, le flux à basse énergie est sous-estimé dès  $E_\nu = 0.3$  EeV. Pour la combinaison  $\sigma_{high} \otimes \beta_{low}$ , le flux est amputé de près de 70% des leptons émergeants de la Terre si la régénération est négligée.

Sur toutes ces figures, on peut voir que la contribution de l'interaction CC du lepton  $\tau$  est négligeable quelle que soit l'énergie, sauf pour  $E_\nu = 30$  EeV, dans le cas où une section efficace forte est prise en compte.

En résumé, nous avons pu montrer que le phénomène de régénération était négligeable pour un flux incident  $dN/dE \propto E^{-2}$  et pour les valeurs conventionnelles des paramétrisations pour la perte d'énergie et les sections efficaces faibles, lorsque l'on fait l'hypothèse d'un détecteur dont le seuil se situe à  $10^{17}$  eV et qui n'est sensible qu'aux angles zénithaux proches de l'horizon ( $< 93^\circ$ ). Toutefois, cette approximation n'est plus valable pour des valeurs non standards des grandeurs mises en jeu, même dans le cas d'un flux initial en  $E_\nu^{-2}$ .

La simplification qui consiste à négliger la régénération n'est donc justifiée que pour des valeurs particulières des grandeurs physiques, ainsi que pour des performances données du détecteur. Elle peut mener à une importante sous-estimation du flux de  $\tau$  émergeants pour des valeurs non-standards de ces grandeurs. Par conséquent, la régénération doit toujours être prise en compte et traitée de manière précise pour l'évaluation des systématiques qui découlent des incertitudes liées à la propagation des  $\nu_\tau$  et  $\tau$  dans la Terre ou pour tester, par exemple, des sections efficaces plus élevées.

La partie simulation de la propagation dans la Terre n'est que la première étape de l'étude des neutrinos tau à incidence rasante. La seconde partie concerne la simulation de gerbes et la mise en place d'un critère de sélection. Nous allons maintenant présenter le critère défini par la collaboration, ainsi que les résultats de cette recherche.

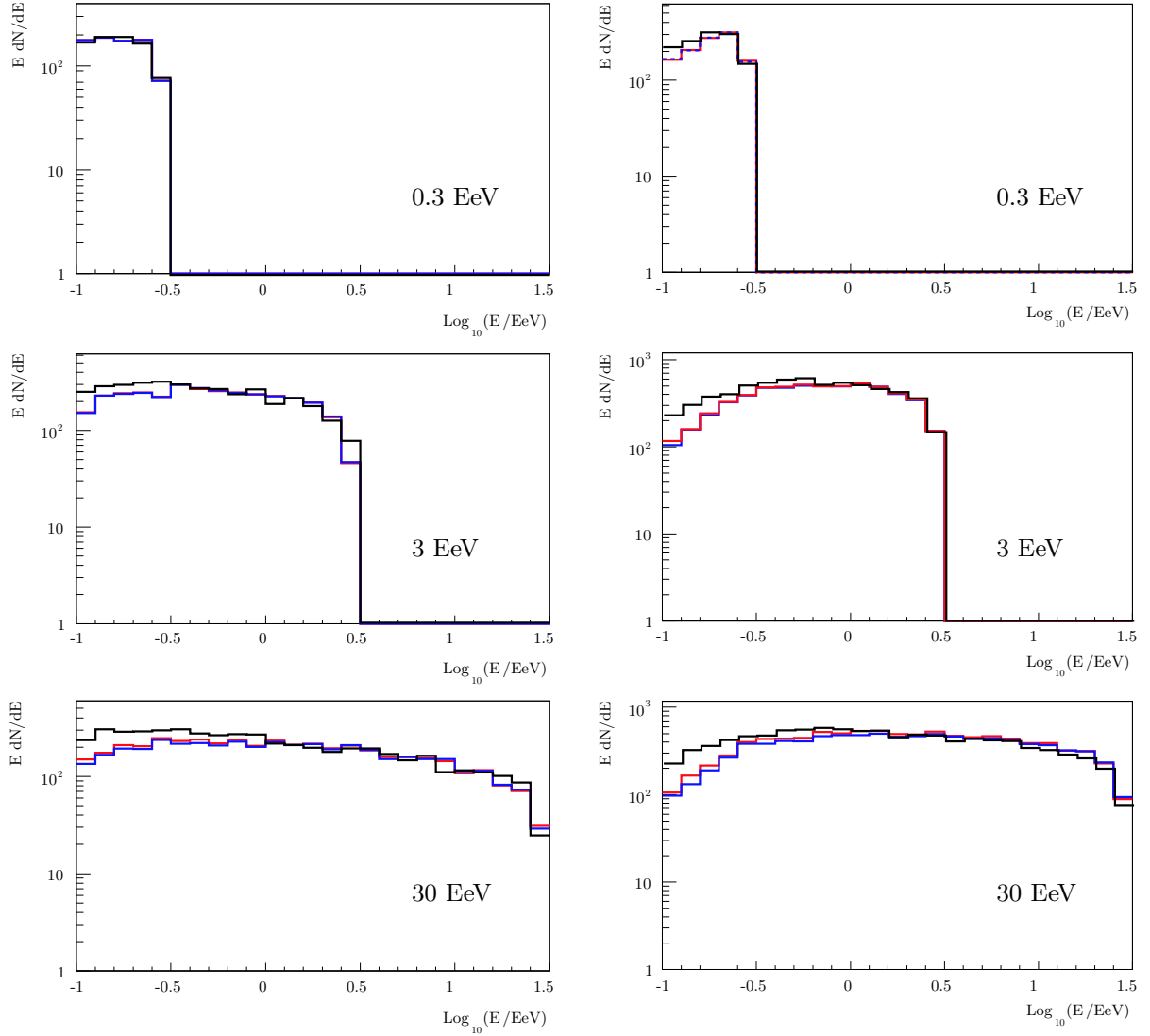


FIG. 5.17 – Gauche : Flux de leptons  $\tau$  émergents produits par un flux incident monoénergétique  $\Phi_{\nu\tau}(E_\nu) = 4.6 \times 10^8 \text{ sr}^{-1}$ , pour  $E_\nu = 0.3, 3$  et  $30 \text{ EeV}$  (de haut en bas) et pour les angles zénithaux inférieurs à  $93^\circ$ . La combinaison utilisée est  $\sigma_{std} \otimes \beta_{std}$ . L'histogramme noir prend en compte tous les phénomènes de régénération, l'histogramme en rouge uniquement la régénération à travers une interaction CC du  $\tau$ , et l'histogramme bleu néglige toute forme de régénération. Droite : Idem mais pour la combinaison  $\sigma_{std} \otimes \beta_{low}$ .

## 5.2 Sélection des $\tau$ à l'aide du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger

La désintégration d'un lepton  $\tau$  dans l'atmosphère donne naissance à des particules secondaires qui peuvent initier une grande gerbe atmosphérique qui peut déclencher le détecteur de surface.

Pour établir un critère de sélection, il faut pouvoir évaluer les caractéristiques de ces gerbes,

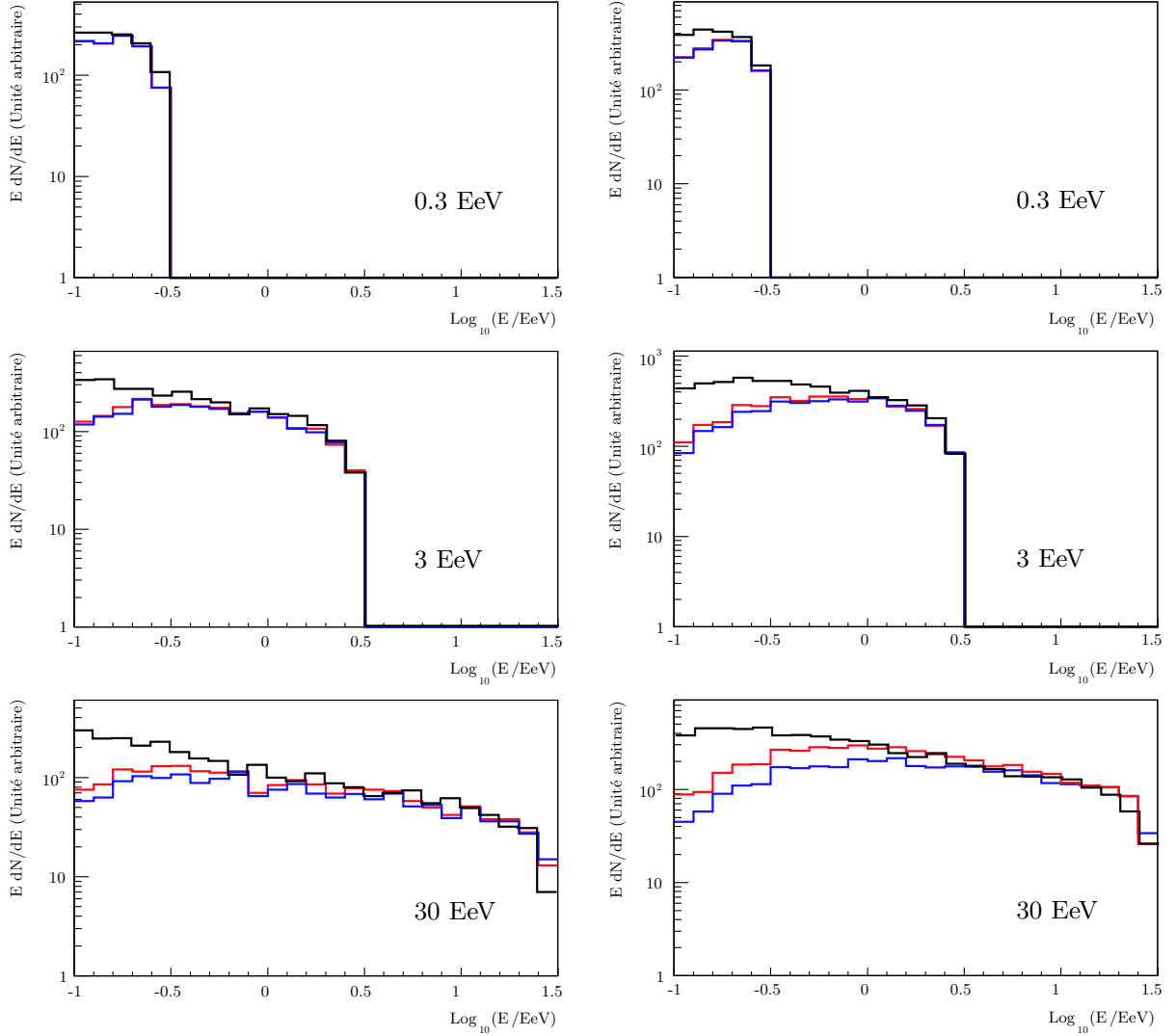


FIG. 5.18 – Gauche : Flux de leptons  $\tau$  émergents produits par un flux incident monoénergétique  $\Phi_{\nu_\tau}(E_\nu) = 4.6 \times 10^8 \text{ sr}^{-1}$ , pour  $E_\nu = 0.3, 3$  et  $30 \text{ EeV}$  (de haut en bas) et pour les angles zénithaux inférieurs à  $93^\circ$ . La combinaison utilisée est  $\sigma_{high} \otimes \beta_{std}$ . L'histogramme noir prend en compte tous les phénomènes de régénération, l'histogramme en rouge uniquement la régénération à travers une interaction CC du  $\tau$ , et l'histogramme bleu néglige toute forme de régénération. Droite : Idem mais pour la combinaison  $\sigma_{high} \otimes \beta_{low}$ .

qui sont obtenues par simulation. La désintégration du  $\tau$  a tout d'abord été simulée à l'aide de TAUOLA [154], et les particules secondaires produites ont ensuite été injectées dans le code de simulation de gerbes AIRES [54]. Le modèle d'interaction hadronique utilisé pour ces simulations est SIBYLL 2.1 [36].

Au total, 20000 gerbes ont ainsi été simulées, en variant les caractéristiques pouvant influencer leur détection par le SD :

- $\log_{10}(E_\tau/eV)$  : de 17 à 20.5, par pas de 0.5,

- l'angle zénithal  $\theta$  : de  $90.1^\circ$  à  $95.9^\circ$  par pas de  $0.01$  rad ( $\sim 0.57^\circ$ ),
- l'altitude au-dessus du sol : de  $0$  à  $2500$  m par pas de  $100$  m.

Pour des primaires possédant de telles énergies, le nombre de particules total est beaucoup trop grand pour pouvoir suivre chacune d'entre elles de manière stricte. Pour pallier à ce problème la méthode du thinning présentée dans le chapitre 2 a été utilisée.

Les gerbes doivent ensuite être traitées une à une par une simulation du détecteur pour pouvoir être exploitées comme des données réelles. La première étape est d'abord de transformer l'ensemble de pseudo-particules issues de l'algorithme de thinning, pour obtenir le nombre de vraies particules attendues à l'intérieur de chaque station du SD [155]. La propagation des particules à l'intérieur de chaque station est ensuite effectuée de manière précise afin d'obtenir le nombre de photons qui atteignent les différents photomultiplicateurs. Les traces FADC simulées sont ensuite obtenues par superposition des signaux produits par les différentes particules, en prenant leur temps d'arrivée en compte. La dernière étape consiste à appliquer les mêmes critères de déclenchement que ceux présentés dans le chapitre 3, avant d'enregistrer l'évènement dans le même format que les données.

L'ensemble d'évènements simulés est ensuite utilisé pour définir les coupures de sélection pour des gerbes de  $\tau$ . Celles-ci doivent pour cela être comparées avec de vrais évènements issus des données enregistrées par le SD, qui sont considérés dans leur ensemble comme des gerbes de protons (ou noyaux peu importe).

Le principe d'identification d'un neutrino a déjà été présenté dans le chapitre précédent. Nous recherchons des gerbes possédant un front large, qui donnent naissance à des signaux étalés en temps, pour des évènements très inclinés, pour lesquels les caractéristiques recherchées signent clairement la nature du primaire de la gerbe.

Le critère de sélection que l'on doit développer peut donc être divisé en deux parties. On doit tout d'abord sélectionner des évènements qui possèdent un angle zénithal important, et ensuite des évènements possédant les caractéristiques d'une gerbe jeune.

Pour la première partie, on peut utiliser différentes variables, la première venant à l'esprit étant évidemment l'angle zénithal  $\theta$  reconstruit à partir des temps d'arrivée du front de gerbe dans les différentes stations déclenchées. Mais ce n'est pas la seule variable que l'on peut utiliser pour évaluer si une gerbe est inclinée ou non.

On peut également se baser sur l'analyse de la trace de la gerbe au sol. Pour des gerbes très inclinées, on s'attend en effet à des traces très allongées le long de la direction de propagation de la gerbe, ainsi qu'à des temps d'arrivée très étalés entre les différentes stations. La figure 5.19 présente une trace typique pour une gerbe fortement inclinée, sur laquelle chaque cercle représente la position d'une station, les différents diamètres donnant l'intensité du signal à l'intérieur de celles-ci.

Pour une telle trace, on peut construire un tenseur analogue au tenseur d'inertie d'une distribution de masses, à partir des signaux des différentes stations déclenchées, et de leur position au sol. Il nous faut calculer pour cela  $S = \sum_i s_i$ , le signal total de l'évènement, avec  $s_i$  le signal de chaque station, ainsi que :

$$\langle X \rangle = \sum_i \frac{s_i x_i}{S}, \quad \langle Y \rangle = \sum_i \frac{s_i y_i}{S}, \quad (5.33)$$

qui donnent la position du « centre de gravité » de la trace, avec  $(x_i, y_i)$  les coordonnées de chacune des stations déclenchées, et :

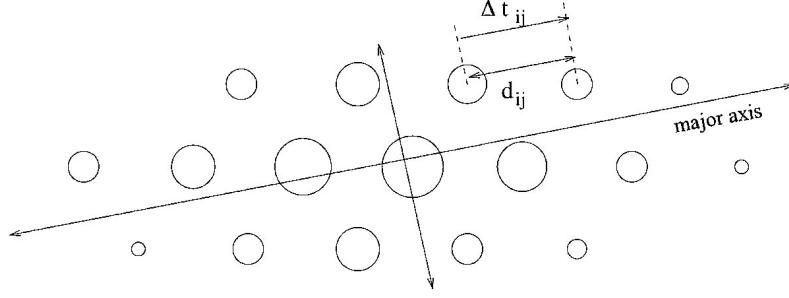


FIG. 5.19 – Représentation schématique de la trace au sol d'une gerbe. Les différents cercles correspondent à la position des différentes cuves du détecteur de surface, et leur taille représente le signal dans chacune des stations.

$$I_{xx} = \sum_i \frac{s_i (x_i - \langle X \rangle)^2}{S}, \quad I_{yy} = \sum_i \frac{s_i (y_i - \langle Y \rangle)^2}{S}, \quad (5.34)$$

$$I_{xy} = I_{yx} = \sum_i \frac{s_i (x_i - \langle X \rangle) (y_i - \langle Y \rangle)}{S}. \quad (5.35)$$

Les grand et petit axes de l'ellipse ainsi définie nous permettent de définir une longueur  $L$  et une largeur  $W$  caractéristiques de la trace de la gerbe au sol :

$$L^2 = \frac{I_{xx} + I_{yy} + \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + 4I_{xy}^2}}{2S} \quad (5.36)$$

$$W^2 = \frac{I_{xx} + I_{yy} - \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + 4I_{xy}^2}}{2S}$$

Le rapport de ces deux variables permet ensuite d'estimer l'élongation d'une trace au sol, pour un évènement donné.

On utilise également les différents temps d'arrivée du front de gerbe dans les cuves déclenchées, ainsi que les positions respectives de ces dernières afin de définir une vitesse apparente du signal au sol. La vitesse entre deux stations est calculée comme  $d_{ij}/|\Delta t_{ij}|$  où  $d_{ij}$  est la distance entre les stations  $i$  et  $j$  projetée sur le grand axe et  $|\Delta t_{ij}|$  est la différence entre les temps de déclenchement de ces deux stations. Pour une gerbe très inclinée, on s'attend à ce que la vitesse moyenne de l'évènement soit très proche de  $c$ , la vitesse de la lumière ( $0.3 \text{ m ns}^{-1}$ ). De plus, les vitesses  $v_{ij}$  entre deux stations doivent être très concentrées autour de la valeur moyenne. On peut donc également utiliser le RMS des vitesses de l'évènement.

Sur la figure 5.20 sont représentées les distributions pour  $L/W$ , le rapport des longueur et largeur de la trace;  $\langle v \rangle$ , la vitesse moyenne du signal au sol; et pour  $\sigma_v$ , qui nous donne la dispersion des vitesses autour de la vitesse moyenne, pour les ensembles de gerbes simulées et de données réelles. Pour chaque variable, l'histogramme bleu correspond aux simulations, les données étant représentées par des points rouges.

La comparaison entre ces différentes distributions a permis de fixer trois coupures pour la sélection de gerbes très inclinées :

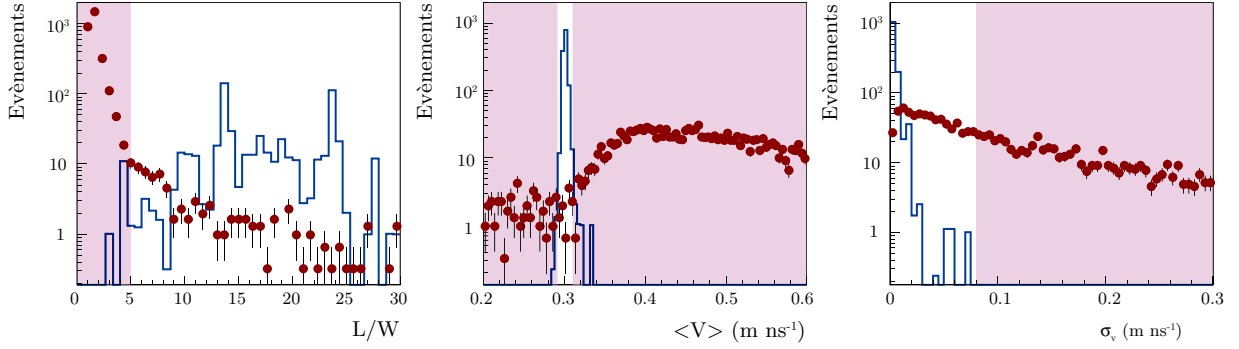


FIG. 5.20 – Distributions des variables utilisées pour sélectionner des gerbes très inclinées, pour des gerbes de  $\tau$  simulées en considérant un flux de neutrinos incident en  $E_\nu^{-2}$  (histogramme bleu) et pour de véritables événements, collectés entre Novembre et Décembre 2004, et satisfaisant le critère de gerbe jeune (voir suite du texte) (point rouge). Gauche : Rapport longueur/largeur. Milieu : Vitesse moyenne du signal le long du grand axe. Droite : RMS des vitesses de l'évènement. Sur ces 3 figures, la zone à fond blanc correspond au domaine sélectionné.

$$\begin{cases} L/W > 5 \\ 0.29 < \langle v \rangle < 0.31 \text{ m ns}^{-1} \\ \sigma_v < 0.08 \text{ m ns}^{-1}. \end{cases} \quad (5.37)$$

Pour s'assurer qu'une partie suffisamment importante de l'évènement soit enregistrée par les stations du réseau de surface, et ce afin de rendre la sélection la plus sûre possible, on demande également que la station la plus proche du centre de la trace, défini par  $\langle X \rangle$  et  $\langle Y \rangle$ , soit entourée par au moins 5 stations actives au moment de l'évènement. Cette condition rejette les événements situés sur les bords du réseau pour lesquels une petite fraction de la vraie trace est détectée.

Une fois cette première sélection appliquée, on doit également sélectionner des gerbes jeunes. Pour cela, on définit un critère pour sélectionner les stations qu'on appellera « jeunes » [157]:

$$\text{Station jeune} = \begin{cases} \text{Signal avec au moins 13 intervalles de 25 ns supérieurs à 0.2 VEM} \\ \text{Rapport signal total / Pic du signal} > 1.4 \end{cases} \quad (5.38)$$

Le deuxième critère utilise le rapport entre la charge totale du signal enregistré par le PMT et le pic d'amplitude du signal. Celui-ci est grand pour les signaux étalés en temps, mais pas pour les signaux brefs. Dans le cas d'un muon seul, on attend un rapport inférieur à 1.4, d'où la valeur choisie.

Le critère de sélection final requiert ensuite qu'au minimum 60% des stations de l'évènement soient des stations marquées comme jeunes.

Un événement qui satisfait à la fois le critère pour les gerbes inclinées et le critère pour les gerbes jeunes sera considéré comme un neutrino. Cette sélection est assez simple et très robuste, de telle sorte qu'on peut considérer que le bruit de fond pour la sélection de neutrinos montants est nul.

Cette sélection a bien évidemment été appliquée aux données de l'observatoire Pierre Auger, enregistrées entre Janvier 2004 et Février 2009. Dans cet intervalle, aucun neutrino n'a malheu-



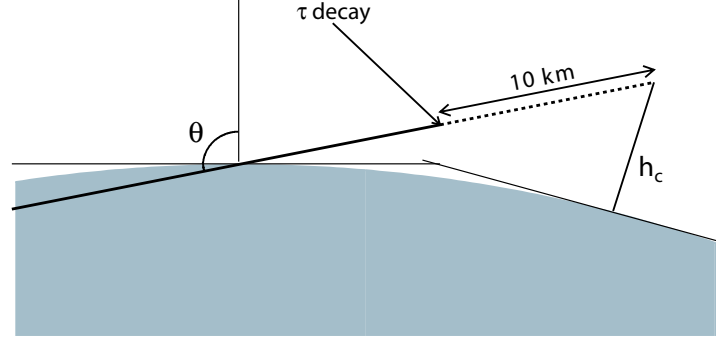


FIG. 5.21 – Représentation schématique de la géométrie d'une gerbe de  $\tau$  avec la définition des différents paramètres introduits pour le calcul de l'exposition du détecteur,  $h_c$  et  $\theta$ .

reusement été détecté. Les données du SD peuvent néanmoins être utilisées pour obtenir une limite supérieure sur le flux de neutrinos tau de ultra haute énergie, que nous présentons dans la prochaine section.

### 5.3 Limite sur le flux de neutrinos taus de ultra haute énergie

La première étape dans le but d'obtenir une telle limite est le calcul de l'exposition totale du détecteur aux neutrinos de ultra haute énergie. Celle-ci s'obtient en convoluant l'acceptance géométrique du détecteur, avec la probabilité de conversion  $\nu_\tau \rightarrow \tau$ , et l'efficacité de détection.

Les deux derniers points sont obtenus à partir de la simulation de la propagation dans la Terre et du critère de sélection respectivement. L'efficacité de déclenchement et d'identification dépend uniquement de l'énergie du lepton  $\tau$  et de la variable  $h_c$ , qui correspond à l'altitude du « centre » de la gerbe. Celle-ci est simplement évaluée comme l'altitude du point situé à 10 km du point de désintégration du  $\tau$ , le long de l'axe de la gerbe. La figure 5.21 permet de se faire une idée plus claire.

Nous avons représenté sur la figure 5.22 les efficacités de déclenchement (blanc) et d'identification (noir) en fonction de l'altitude du centre de la gerbe, pour 4 énergies du  $\tau$  différentes :  $10^{17}$ ,  $10^{18}$ ,  $10^{19}$  et  $10^{20}$  eV. Ces efficacités ont été obtenues à partir des gerbes simulées et du critère de sélection développé par la collaboration, présenté précédemment. Ces valeurs sont valables pour un détecteur idéal et infini, pour lequel la probabilité de détection ne dépend pas de la position de la gerbe.

Pour un détecteur de surface qui couvre une surface  $A$ , l'acceptance pour un neutrino d'énergie fixée  $E_\nu$  peut être écrite comme :

$$\begin{aligned} A_p(E_\nu) &= 2\pi \int_{\pi/2+\alpha}^{\pi/2} A \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{E_\nu} dE_\tau \int_0^\infty dh_c \left( \frac{d^2 p_\tau(E_\nu)}{dE_\tau dh_c} \right) \epsilon_{\text{eff}} \\ &= \pi A \sin^2 \alpha \int_0^{E_\nu} dE_\tau \int_0^\infty dh_c \left( \frac{d^2 p_\tau(E_\nu)}{dE_\tau dh_c} \right) \epsilon_{\text{eff}}, \end{aligned} \quad (5.39)$$

où  $\frac{d^2 p_\tau(E_\nu)}{dE_\tau dh_c}$  est la probabilité différentielle d'obtenir un  $\tau$  émergeant d'énergie  $E_\tau$  à une altitude  $h_c$ . Celle-ci s'obtient facilement à partir de la simulation développée précédemment, en convoluant

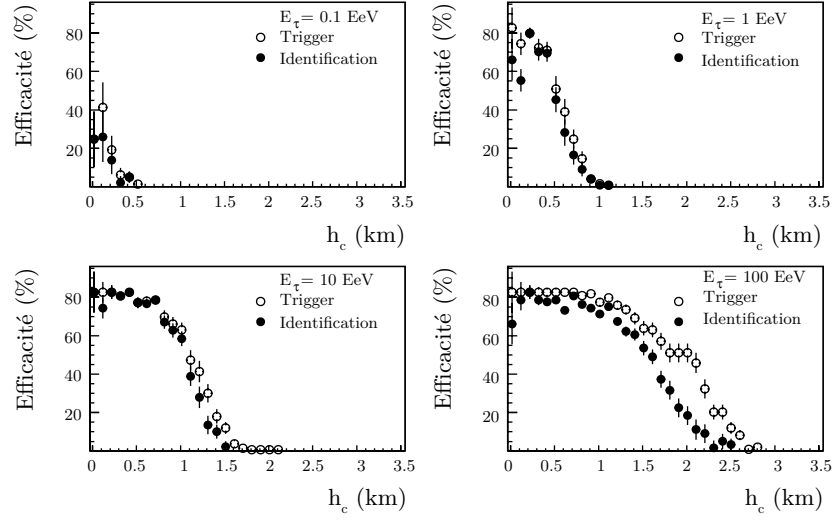


FIG. 5.22 – Efficacité de déclenchement (rond blanc) et d'identification (rond noir) en fonction de l'altitude du coeur de la gerbe initiée par un lepton  $\tau$ , pour 4 énergies différentes de ce dernier :  $10^{17}$  eV (en haut à gauche),  $10^{18}$  eV (en haut à droite),  $10^{19}$  eV (en bas à gauche) et  $10^{20}$  eV (en bas à droite).

la probabilité d'obtenir un  $\tau$  émergeant, en fonction de son énergie, avec la probabilité de désintégration du tau en fonction de la distance parcourue.  $\epsilon_{\text{eff}}$  est la probabilité de détection (efficacité de déclenchement + efficacité d'identification) qui ne dépend que de  $E_\tau$  et  $h_c$ .  $\alpha = 0.1$  rad.

Toutefois, le calcul de l'acceptance du réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger ne peut pas s'effectuer de cette manière. En effet, ce n'est que depuis fin 2008 que celui-ci est totalement opérationnel. Le détecteur utilisé durant la période pour laquelle on souhaite effectuer ce calcul (Janvier 2004 - Février 2009) n'était donc pas complet durant une grande partie de cette période. L'expression précédente n'est donc pas valable pour le cas réel et doit être remplacée par :

$$A_p(E_\nu, t) = \pi \sin^2 \alpha \int_0^{E_\nu} dE_\tau \int_0^\infty dh_c \left( \frac{d^2 p_\tau(E_\nu)}{dE_\tau dh_c} \times \int_{SD} \epsilon_{\text{eff}}(E_\tau, h_c, x, y, A_{\text{conf}}(t)) \right) \quad (5.40)$$

où  $\epsilon_{\text{eff}}$  prend maintenant également en compte la configuration du réseau à un instant  $t$  donné, à travers  $A_{\text{conf}}(t)$ , ainsi que le point d'impact de la gerbe. Ceci permet de prendre en compte l'évolution du détecteur au cours du temps.

L'exposition totale en fonction de l'énergie du neutrino initial est alors simplement l'intégrale  $\text{Exp}(E_\nu) = \int dt A_p(E_\nu, t)$  sur la période de prise de données considérée. Pour cette intégrale, on doit enlever les mauvaises périodes durant lesquelles le détecteur a connu des problèmes divers, rendant les données trop instables pour que l'on puisse leur faire confiance. Ces périodes sont connues de manière précise à l'observatoire Pierre Auger et peuvent donc être écartées de l'ensemble des données utilisées pour calculer l'exposition finale.

Celle-ci est évaluée à partir d'une procédure Monte Carlo en 2 étapes. Tout d'abord, pour chacune des gerbes simulées, on tire de manière aléatoire un temps  $t$  entre Janvier 2004 et Février 2009 (mauvaises périodes exclues) et pour chacun de ces temps, l'efficacité d'identification est évaluée pour toutes les positions de la gerbe dans le réseau, considéré dans sa configuration à

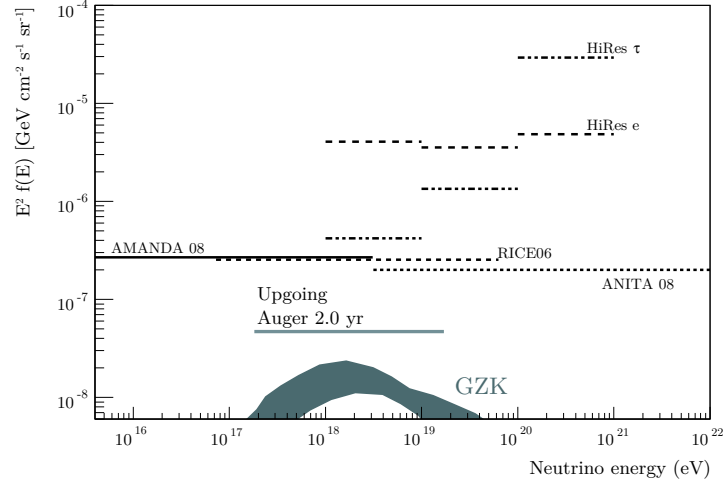


FIG. 5.23 – Limite sur le flux diffus de  $\nu_\tau$  de ultra haute énergie obtenue par l’observatoire Pierre Auger, pour un flux en  $E^{-2}$  [159]. Des limites obtenues par d’autres expériences sont également représentées. La zone bleutée correspond à une prédiction particulière pour le flux de neutrinos cosmogéniques.

l’instant  $t$ . Cette procédure est répétée un grand nombre de fois de telle sorte que l’on effectue de cette manière l’intégration de  $\epsilon_{\text{eff}}$  sur  $t$ , et sur la position à l’intérieur du réseau, pour un couple  $(E_\tau, h_c)$  donné. La seconde étape consiste à effectuer l’intégration sur toutes les énergies  $E_\tau$  et toutes les altitudes  $h_c$  possibles, en utilisant les différentes valeurs obtenues à la première étape. On obtient ainsi la valeur de l’exposition pour une énergie du neutrino donnée. L’incertitude de cette méthode est estimée à moins de 3%.

Une fois que l’on connaît l’exposition de notre détecteur, la limite est obtenue de manière très simple. Traditionnellement, les limites sont données pour des flux de neutrinos en  $E^{-2}$ . Celle-ci est alors donnée sur la valeur de  $K$ , où  $dN/dE = K \times E^{-2}$ .

Pour un nombre de candidat nul et un bruit de fond négligeable, la limite sur la valeur de  $K$ , à 90% de niveau de confiance est donnée par [156] :

$$K_{90} = \frac{2.44}{\int \Phi(E) \times \text{Exp}(E) dE}, \quad (5.41)$$

où  $\Phi(E) = E^{-2}$  dans notre cas. Ce calcul a permis d’obtenir une valeur de  $K_{90} = 4.7 \pm 2.2 \times 10^{-8}$   $\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . Cette limite sur le flux de neutrinos tau est représentée sur la figure 5.23. Sur celle-ci, on a également représenté les limites obtenues par d’autres expériences. On voit que la limite obtenue par Auger constitue à l’heure actuelle la meilleure contrainte sur le flux de neutrinos pour des énergies aux alentours de  $10^{18}$  eV.

Il faut noter que dans l’hypothèse d’une proportion 1 : 1 : 1 entre les différentes saveurs de neutrinos à leur arrivée sur Terre, cette limite est également applicable aux flux de  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$ .

### Contraintes sur les modèles Top-Down

Comme nous le disions dans le chapitre 1, les résultats obtenus par Auger pour l’étude des neutrinos et des photons de ultra haute énergie constituent des tests directs des modèles de pro-

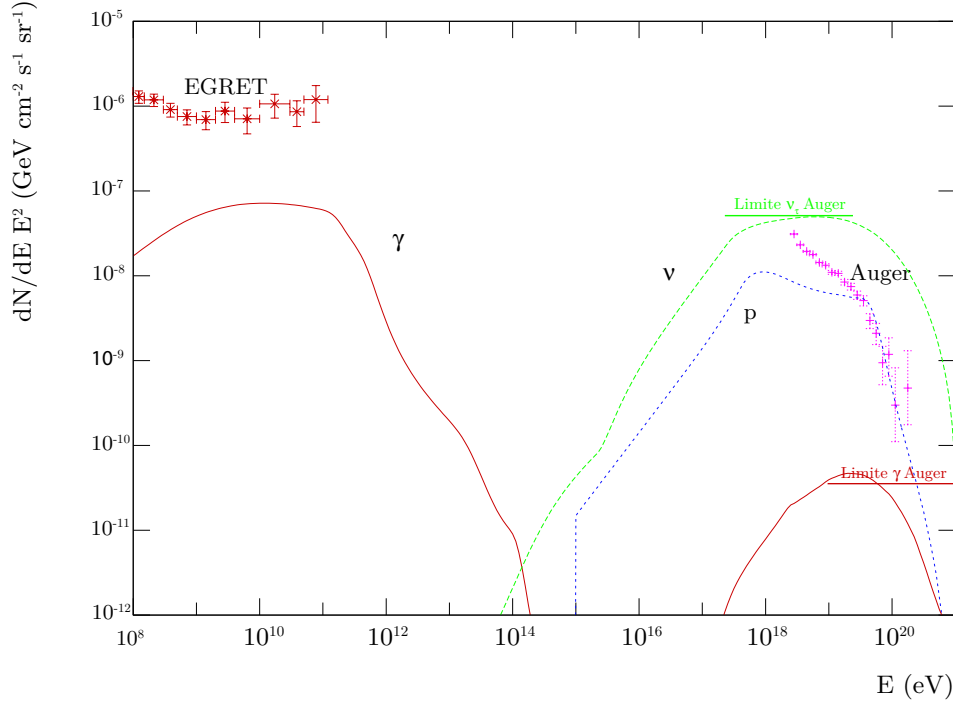


FIG. 5.24 – Flux de photons (rouge), de neutrinos (vert) et de protons (bleu) prédits à partir d’un modèle TD typique [160]. Les données d’Auger au printemps 2007 (rose), ainsi que la limite obtenue par EGRET sur le flux de photons à basse énergie [161] ont également été représentées. Les traits horizontaux rouge et vert correspondent aux limites sur le flux de photons et de neutrinos tau de ultra haute énergie respectivement.

duction Top-Down. Il existe un grand nombre de prédictions théoriques, réparties dans différentes classes de modèles, et il serait trop long de passer en revue tous les modèles rejetés par les deux résultats cités ci-dessus, tellement il est dur de choisir un jeu particulier de paramètres pour ces derniers. Au lieu de ça, nous considérerons plutôt à titre d’exemple un modèle particulier, et ses prédictions pour les flux de photons et de neutrinos attendus sur Terre.

Les flux prédits sont représentés sur la figure 5.24. En bleu, nous avons représenté le flux de protons, en rouge celui de photons, et enfin en vert celui de neutrinos. Cette figure correspond à un modèle typique impliquant la désintégration de défauts topologiques, et provient de la référence [160]. Les croix roses présentent les données mesurées par Auger pour le spectre en énergie du rayonnement cosmique à ultra haute énergie.

Sur cette figure nous avons représenté la limite  $\nu_\tau$  d’Auger en vert, ainsi qu’une limite sur le flux de photons, en rouge. Cette dernière a été déduite à partir des résultats de la référence [101]. Les résultats dans cette référence correspondent normalement aux données collectées entre 2004 et 2006. Toutefois, pour une meilleure comparaison avec la limite neutrino, nous avons représenté ici une évaluation obtenue pour le même ensemble de données que la limite neutrino. Il est donc possible que celle-ci ne soit pas une valeur précise de la limite photon, toutefois cette valeur est une bonne indication des contraintes apportées par l’étude des photons au sein de la collaboration Pierre Auger.

De manière absolue, la limite photon est bien meilleure que la limite neutrino, ce qui est une conséquence directe des probabilités d'interaction différentes de ces deux particules. Toutefois, le nombre de neutrinos attendus dans un tel modèle est également plus élevé que celui de photons. En effet, contrairement aux neutrinos, le flux de photons produit lors de la désintégration ou l'annihilation des défauts topologiques est rapidement dégradé en énergie, en raison des nombreuses interactions qui interviennent lors de leur propagation vers la Terre. Ces photons de ultra haute énergie se retrouvent alors sous forme de photons  $\gamma$  aux alentours de la dizaine de GeV. La contribution au-delà de  $10^{17}$  eV provient ainsi en grande majorité des photons GZK produits par l'interaction des protons et noyaux avec les fonds diffus de photons présents dans l'univers.

Au final, la plus faible probabilité d'interaction des neutrinos est ainsi compensée par un flux attendu beaucoup plus important, et les contraintes sur les modèles obtenues au travers de l'étude des  $\nu_\tau$  sont aussi fortes que celles provenant de l'étude des photons.

Les modèles Top-Down peuvent à priori également être contraints par la mesure du flux de photons à basse énergie ( $E < 10^{12}$  eV), comme celle obtenue par EGRET (croix rouges), ou attendue pour FERMI. Toutefois, comme on peut le voir, ce type de mesure n'est pour le moment pas aussi compétitif que les résultats de l'observatoire Pierre Auger à ultra haute énergie.

### 5.3.1 Erreurs systématiques

Pour le précédent résultat, de nombreuses sources d'erreurs systématiques ont été prises en compte :

- i- Le site sud de l'observatoire Pierre Auger est situé près de la cordillère des Andes, qui peut également contribuer à la conversion neutrino - tau augmentant ainsi le taux d'événements attendus. Une étude de l'effet de la prise en compte de ces montagnes a montré que ces dernières contribuaient à augmenter le nombre d'événements de 18%. Toutefois, pour simplification, leur contribution a été négligée et incluse dans les erreurs systématiques.
- ii- Comme nous l'avons déjà dit, les modèles d'interactions hadroniques à très haute énergie entraînent des incertitudes importantes sur les simulations de gerbes aux plus hautes énergies. Des simulations ont ainsi été effectuées avec différents modèles, ainsi que différentes simulations du détecteur. Le résultat des comparaisons effectuées a permis d'évaluer l'incertitude due aux simulations de gerbes et du détecteur à 30%.
- iii- L'incertitude liée à la description de la propagation dans la Terre est évaluée à moins de 5%. Toutefois, cette description fait intervenir des évaluations des sections efficaces neutrino-nucléon, qui font appel comme on l'a vu aux fonctions de distribution de partons. Et les énergies mises en jeu ici entraînent obligatoirement des extrapolations importantes, bien en dehors du domaine de l'espace des paramètres contraint à l'heure actuelle. La manière dont ces extrapolations influent sur les incertitudes au niveau des sections efficaces a été étudiée dans [163]. En se basant sur ce travail, on a pu estimer l'erreur systématique liée aux sections efficaces à 15%.
- iv- Les pertes d'énergie du  $\tau$  impliquent également l'utilisation de fonctions de structure du proton, afin d'évaluer la section efficace d'interaction photonucléaire qui, pour les énergies considérées apporte la plus grande contribution aux pertes d'énergie du  $\tau$ . Toutefois, comme pour les sections efficaces faibles, les extrapolations nécessaires impliquent au final une incertitude importante pour les pertes d'énergie. Celle-ci a été évaluée à partir des différents

paramétrages et estimations existantes à 40%

Les différents rapports de branchement et distributions en énergie des particules secondaires dépendent de la polarisation du lepton  $\tau$  produit lors de l'interaction CC, qui dépend également de l'ensemble de fonctions de distribution utilisées. Dans les deux papiers publiés par la collaboration [158, 157] sur ce sujet, cet effet a été inclu dans les erreurs systématiques. Les deux cas extrêmes de polarisation du tau (hélicité  $= \pm 1$ ) conduisent ainsi à une erreur systématique de 30% sur le résultat final.

Toutefois, en nous basant sur le travail de Levy [164], qui a obtenu des formules pratiques pour le calcul du vecteur de polarisation du  $\tau$  produit dans l'interaction courant chargé d'un neutrino avec un nucléon, nous avons pu montré que pour les énergies qui nous intéressent, les tau produits lors de telles interactions sont toujours produits dans un état d'hélicité -1 et qu'il n'existe donc pas de véritable erreur systématique comme considéré à priori dans l'étude des neutrinos tau par la collaboration.

Pour cela, nous avons simulé l'interaction de flux monoénergétiques de neutrinos et antineutrinos tau, pour différentes énergies initiales. Et pour chaque interaction, nous avons calculé le vecteur de polarisation du  $\tau^\pm$  produit, à partir des formules provenant de la référence précédente :

$$\vec{P}_{\tau^-} = \frac{m_\tau}{ME_\nu} \left[ (\vec{p} + \frac{\vec{q}}{x})q(x, Q^2) + \vec{p}(1 - \frac{\delta_\tau}{x} - y)\bar{q}(x, Q^2) \right] / (P_q + P_{\bar{q}})^{-1}, \quad (5.42)$$

pour le vecteur de polarisation du  $\tau^-$ . Pour un  $\tau^+$  produit dans l'interaction d'un antineutrino, on a :

$$\vec{P}_{\tau^+} = -\frac{m_\tau}{ME_\nu} \left[ (\vec{p} + \frac{\vec{q}}{x})\bar{q}(x, Q^2) + \vec{p}(1 - \frac{\delta_\tau}{x} - y)q(x, Q^2) \right] / (P_q + P_{\bar{q}})^{-1}. \quad (5.43)$$

Les fonctions  $q$  et  $\bar{q}$  sont les fonctions de distribution de partons introduites précédemment dans le chapitre, et :

$$\begin{cases} P_q = (1 - \frac{\delta_\tau}{x})q \\ P_{\bar{q}} = (1 - y)(1 - y - \frac{\delta_\tau}{x})\bar{q}. \end{cases} \quad (5.44)$$

Ces formules sont données dans le référentiel au repos du  $\tau^\pm$ . Pour obtenir l'expression dans un autre référentiel, il suffit d'appliquer la transformation de Lorentz adéquate au 4-vecteur  $(0, \vec{P})$ . La grandeur qui nous intéresse est  $P_x/P$  dans le référentiel du laboratoire, où l'axe  $x$  est défini le long de la direction de propagation du tau. La valeur de cette grandeur nous donne en effet l'hélicité du tau.

Ce calcul a été effectué pour des neutrinos et antineutrinos d'énergie allant de  $10^{13}$  eV à  $10^{20}$  eV. Pour les énergies qui nous intéressent ( $E > 10^{17}$  eV), nous avons ainsi trouvé que la très grande majorité des  $\tau^-$  ( $\tau^+$ ) produits possédaient une hélicité -1 (+1). A  $10^{20}$  eV, l'hélicité moyenne est ainsi de  $\pm 0.9983$  pour les  $\tau^\pm$ .

Nous avons effectué ce calcul pour les ensembles de fonctions de distribution de partons couramment utilisés (CTEQ6, MSTW et GJR), qui représentent bien le domaine de valeurs que l'on

peut trouver dans la littérature. Les comparaisons n'ont montré que de très légères différences entre les différents ensembles utilisés.

Nous avons ainsi montré qu'aux énergies considérées, et pour des valeurs conventionnelles des pdfs, l'hélicité des  $\tau^\pm$  ne dépend pas des fonctions de distribution utilisées. Et, les distributions d'énergie des particules secondaires produites lors de la désintégration de  $\tau^-$  d'hélicité -1 et de  $\tau^+$  d'hélicité +1 étant les mêmes, ce résultat permet de contraindre l'acceptance et de choisir entre les deux cas extrêmes utilisés pour évaluer cette contribution à l'erreur systématique, qui est donc annulée.

Ces conclusions sont valables pour des valeurs standard des fonctions de distribution de partons, mais l'étude devrait être répétée pour des modèles exotiques et des valeurs non-standard des pdfs, pour quantifier l'effet de la nouvelle physique.

## Résumé

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude des neutrinos tau d'incidence rasante à l'observatoire Pierre Auger, qui a donné lieu à deux publications, en 2008 [158], et en 2009 [157]. La sélection développée n'a pas permis de détecter de neutrinos, mais les données collectées entre Janvier 2004 et Février 2009 ont pu être utilisées pour obtenir une limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos tau de ultra haute énergie, qui est actuellement la meilleure limite dans la région de l'EeV. Nous avons également présenté les études phénoménologiques que nous avons effectuées durant notre thèse, qui ont permis de comprendre en détail des effets liés à cette étude, et pouvant avoir un impact important sur les résultats obtenus par la collaboration.

Dans le prochain chapitre, nous présenterons les travaux qui concernent l'étude des neutrinos descendants à l'observatoire Pierre Auger.

## Chapitre 6

# Neutrinos descendants

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude des neutrinos descendants à l'observatoire Pierre Auger. Celle-ci correspond à une méthode plus classique, puisqu'elle met en jeu des neutrinos qui interagissent directement avec l'atmosphère, comme les rayons cosmiques classiques. Pour cette étude, contrairement à celle présentée dans le chapitre précédent, le seul travail à réaliser est la mise en place d'un critère de sélection pour les neutrinos d'angle zénithal  $75^\circ \leq \theta < 90^\circ$ .

Nous présenterons dans la suite le critère que nous avons développé pour répondre à ce besoin, suivi de la sélection adoptée par la collaboration, ainsi que la limite sur le flux diffus de neutrinos obtenue de cette manière.

### 6.1 Recherche de neutrinos descendants

Comme dans le chapitre précédent, le critère de sélection est basé sur la recherche d'événements inclinés présentant les caractéristiques d'une gerbe jeune. Ces deux critères présenteront donc bien évidemment de grandes similitudes. Toutefois, il n'est pas possible d'utiliser exactement le même ensemble de coupures pour des neutrinos montants et descendants. En effet, comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, le réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger n'est réellement sensible aux neutrinos tau montants que pour les angles très proches de l'horizon. Les événements associés seront donc extrêmement inclinés. Ces derniers peuvent ainsi être comparés à des événements descendants classiques d'angle zénithal  $\theta \gtrsim 85^\circ$ . Toutefois, dans le cas des neutrinos descendants, nous ne sommes à priori pas limités à ces angles les plus extrêmes. Ainsi, compte tenu des caractéristiques des gerbes de proton inclinées, on peut à priori penser pouvoir distinguer entre neutrinos et primaires hadroniques classiques jusqu'à un angle de  $75^\circ$ . De tels événements seraient malheureusement rejetés par le critère développé pour les neutrinos montants. C'est la raison pour laquelle on doit développer un critère dédié à ce type de neutrinos.

L'inclusion des angles inférieurs permet d'augmenter de manière non négligeable notre acceptance. Cependant, cela entraîne également un inconvénient important. Pour les neutrinos montants, le risque de contamination par des événements inclinés de type proton est totalement négligeable, compte tenu des angles considérés. On peut donc ainsi obtenir un critère extrêmement simple, mais très robuste. Dans le cas des neutrinos descendants par contre, on inclut des angles beaucoup plus faibles dans notre analyse. De ce fait, le risque de contamination est beaucoup plus grand et par conséquent le critère de sélection développé doit être extrêmement sûr.



Cette différence peut se voir en comparant simplement les nombres d'évènements utilisés dans les deux cas pour définir les différentes coupures. Si dans le cas des neutrinos montants, seules les données enregistrées entre Novembre et Décembre 2004 ont été utilisées, dans le cas des neutrinos descendants, la collaboration a défini l'ensemble de « training data » comme étant les évènements collectés entre Janvier 2004 et Octobre 2007. Cet ensemble qui correspond à plus de la moitié des évènements enregistrés à ce jour par Auger met bien en avant les difficultés rencontrées au cours de l'élaboration de ce critère, avant qu'une procédure de sélection totalement satisfaisante soit finalement obtenue.

Comme précédemment, les données doivent être comparées avec des simulations de gerbes de neutrinos. Pour cela, nous avons développé une librairie de gerbes pour différents angles, énergies et interactions.

Pour des angles zénithaux inférieurs à  $90^\circ$ , nous sommes sensibles à toutes les saveurs de neutrinos et antineutrinos. Les interactions possibles pour ces différentes particules sont :

$$\begin{aligned}
\nu_e(\bar{\nu}_e)N &\rightarrow e^-(e^+)X & \nu_e(\bar{\nu}_e)N &\rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)X \\
\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N &\rightarrow \mu^-(\mu^+)X & \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)X \\
\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)N &\rightarrow \tau^-(\tau^+)X & \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)N &\rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)X,
\end{aligned} \tag{6.1}$$

soit les trois interactions courant chargé et les trois interactions courant neutre. Dans le cas des trois interactions courant neutre, le neutrino sortant peut être considéré comme perdu, et ce compte tenu de sa probabilité de réinteraction négligeable. Dans ce cas, seul le système hadronique  $X$  produit lors de l'interaction contribue au développement de la gerbe. En moyenne, le lepton sortant emporte  $\sim 80\%$  de l'énergie initiale. Il n'y a donc que 20% de l'énergie du neutrino initial qui est transmise à la gerbe.

Dans le cas de l'interaction CC des neutrinos muonique et tau, c'est un lepton chargé qui est produit, emportant également  $\sim 80\%$  de l'énergie initiale du neutrino. Dans le cas du muon, on peut également négliger la probabilité de réinteraction du muon ou sa désintégration, et le considérer comme perdu. Pour le  $\tau$ , qui possède un temps de vie beaucoup plus court, on pense qu'il est possible qu'il se désintègre également au dessus du détecteur, augmentant ainsi légèrement la probabilité de détection. Toutefois, cet effet est délicat à simuler et n'est pas à l'heure actuelle inclus dans les codes de simulation de gerbes atmosphériques. Il a donc été négligé. On considère donc que le  $\tau$  produit est également perdu.

Dans ce cas, pour les trois interactions courant neutre et les interactions courant chargé du muon et du tau, on a en moyenne 20% de l'énergie du neutrino qui est transmise à la gerbe. Les différences au niveau du système hadronique produit au cours de ces interactions étant à priori faibles, on peut ainsi faire l'hypothèse que les gerbes issues de ces cinq interactions sont en moyenne identiques, ce qui nous permet de ne simuler que l'un de ces canaux.

Seule l'interaction CC du neutrino électronique (ou de son antiparticule) diffère des précédentes. En effet, dans ce cas, on a production d'un électron ou d'un positron. Compte tenu des sections efficaces mises en jeu, ceux-ci seront vite arrêtés dans l'atmosphère, déclenchant ainsi une gerbe qui viendra se superposer à la gerbe issue de la diffusion profondément inélastique. Dans ce cas c'est au final 100% de l'énergie du neutrino initial qui est transformée sous forme de gerbe atmosphérique. Ce processus doit donc être simulé à part.

Au final, nous avons donc simulé à l'aide de CORSIKA des gerbes atmosphériques pour : l'interaction CC du  $\nu_e$  (et  $\bar{\nu}_e$ ) et l'interaction NC du  $\nu_e$ , que l'on considère identique aux interactions NC des deux autres saveurs de neutrino, ainsi qu'aux interactions CC des neutrinos muonique et tau.

Nous avons simulé ces processus pour plusieurs valeurs des paramètres mis en jeu :

- 6 valeurs de  $\log_{10}(E)$  : de 17 à 19.5, par pas de 0.5,
- 6 angles zénithaux : 80, 81, 83, 85, 87 et 89°,
- et 10 points d'interaction différents pour chacune des combinaisons des différentes variables ci-dessus.

Pour chaque point d'interaction on a ensuite simulé une dizaine de gerbes, chacune de ces gerbes permettant de simuler dix événements différents à l'aide de la simulation du détecteur, en variant par exemple le point d'impact de la gerbe dans le réseau. Au final, nous avons ainsi à notre disposition 36000 événements pour chacune des deux interactions simulées.

Nous allons maintenant présenter le critère développé pour la sélection de neutrinos descendants.

### Sélection de stations

La première étape d'un tel critère est la sélection des stations appartenant à l'événement considéré. Les événements bruts contiennent en effet les stations déclenchées par le passage de la gerbe, mais également des stations correspondant au passage d'un simple muon atmosphérique, qui « polluent » donc le véritable événement et peuvent avoir un impact sur la qualité de l'analyse.

La réjection de stations n'est pas une particularité de l'étude des neutrinos, mais est effectuée pour tous les événements analysés à l'observatoire Pierre Auger. Toutefois, la sélection officielle implémentée dans les codes de reconstruction n'est bien évidemment pas optimisée pour la sélection de neutrinos.

Sur la figure 6.1, on peut voir des exemples de traces produites par des neutrinos de  $10^{18}$  eV à 89°. Ces traces sont typiques des cas où un faible nombre de cuves est déclenché. Ce type de traces est malheureusement rejeté par la sélection officielle. La procédure de sélection de stations dans le cadre des neutrinos doit dans la mesure du possible garder tous les événements dont la topologie est compatible avec un événement neutrino incliné. Cela implique les événements dont les stations sont alignées et/ou très espacées.

Nous avons utilisé ici une procédure dite « Top-Down » développée au sein de la collaboration [165]. Cette procédure se base sur l'ensemble initial de stations au complet à partir duquel les stations problématiques sont ensuite identifiées et enlevées une à une, d'où son nom.

- i- La première étape consiste à appliquer pour chaque station un « nettoyage » des traces FADC visant à éliminer le maximum de pics accidentels au sein du véritable signal physique de la gerbe. La trace au sol est ensuite débarassée des stations dites isolées, c'est à dire très éloignées des autres stations de l'événement. Une station à une très grande distance de tout ensemble de stations déclenchées a en effet de fortes chances d'être accidentelle. Une station est gardée dans l'événement si elle a au minimum une station voisine à moins de  $d_1 = 4.7$  km ou au moins deux à moins de  $d_2 = 6.2$  km. Cette procédure est également appliquée pour les événements verticaux. Toutefois les valeurs des distances caractéristiques sont ici plus élevées pour la sélection de traces très étalées typiques des événements très inclinés.

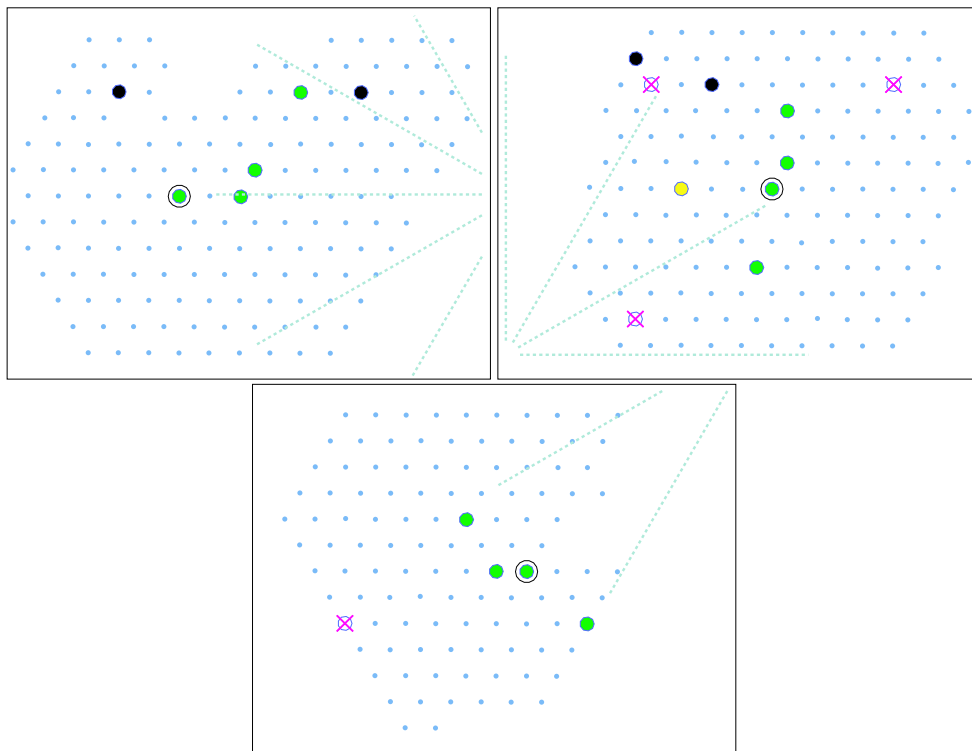


FIG. 6.1 – Traces pour trois événements neutrino ayant déclenché un faible nombre de stations. Ces traces au sol sont typiques de neutrinos très inclinés, interagissant loin du détecteur. Les stations en vert désignent les stations ayant passé le second niveau de déclenchement, le jaune correspondant aux stations ayant passé uniquement le niveau 1. Les croix représentent des stations rejetées.

- ii- Une fois ces deux étapes passées, on en arrive au coeur de la sélection de stations. Celle-ci se base sur la compatibilité des différents temps d'arrivée avec la propagation d'un front de gerbe courbé à la vitesse de la lumière.

Les différents temps d'arrivée sont ajustés à une structure de front par une simple méthode des moindres carrés. Dans le cas d'un ensemble de  $N$  stations qui font effectivement partie de l'évènement, on obtient alors une configuration compatible avec la propagation du front de gerbe, qui nous permet alors d'estimer la direction d'arrivée de la gerbe. Dans le cas réel, l'ensemble de stations contient souvent une ou plusieurs stations accidentelles, dont la présence perturbe la procédure d'ajustement.

Cette dernière est donc appliquée sur les  $N$  stations. Si le résultat n'est pas satisfaisant, alors toutes les configurations à  $N - 1$  stations sont évaluées. Si une solution acceptable est obtenue, celle-ci est gardée. Dans le cas contraire, toutes les configurations à  $N - 2$  stations sont évaluées, puis à  $N - 3$ , et ainsi de suite, tant que le nombre total de stations restantes est supérieur à 3. Pour les événements à 3 stations, pour lesquels la courbure du front de gerbe n'est pas accessible, une procédure spécifique est appliquée.

Cette procédure permet en principe de rejeter toutes les stations accidentelles. Dans le cas où l'une d'entre elles aurait par malchance un temps de déclenchement en accord avec l'ajustement obtenu, elle serait gardée. Dans des cas très rares, la configuration obtenue peut également s'avérer

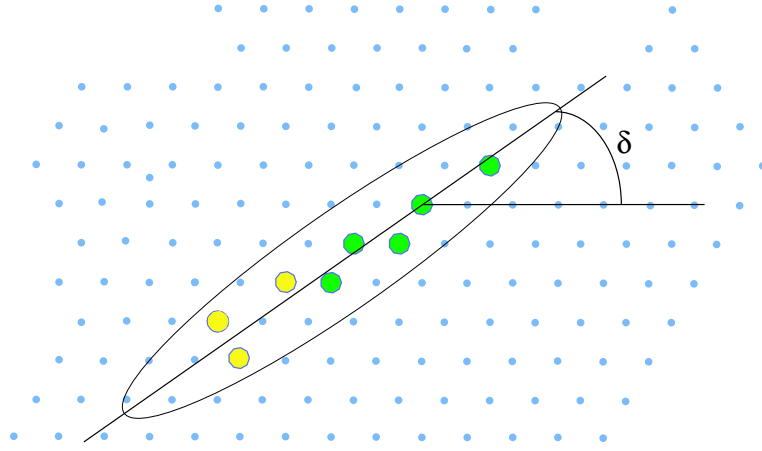


FIG. 6.2 – Définition de l'angle  $\delta$  entre le grand axe de l'ellipse, défini par le calcul du « tenseur d'inertie », et l'axe des  $x$ . Les stations marquées en vert représentent les stations T2 ayant passé le second niveau de déclenchement. Les stations jaunes sont des stations T1.

fausse.

Nous n'avons rencontré que très peu de cas de ce type, toutefois, dans la mesure où l'on recherche des événements encore plus rares, il faut s'assurer de rejeter toutes les configurations problématiques. Pour cela, nous avons rajouté trois tests complémentaires à la précédente sélection.

Pour les deux premiers tests, nous construisons, de la même manière que dans le chapitre précédent, un tenseur analogue au tenseur d'inertie d'une distribution de masse, en utilisant comme poids les signaux des différentes stations. Ce calcul nous permet d'évaluer l'angle  $\delta$  entre le grand axe de l'ellipse ainsi définie et l'axe des  $x$  du référentiel du réseau. La figure 6.2 donne une définition plus claire de cet angle.

Sur celle-ci, les stations représentées en vert sont les stations T2, ayant passé le second niveau de déclenchement local. Les stations jaunes sont elles des stations T1, n'ayant passé que le premier niveau de déclenchement. Comme nous l'avons dit dans le chapitre 3, ces dernières sont rapatriées lorsque l'événement passe le niveau de déclenchement central, le T3, pour peu que leur temps d'arrivée soit compatible avec le reste de la trace.

Durant l'élaboration de notre critère, nous avons remarqué que les événements problématiques non rejetés par la sélection de stations Top-Down étaient tous du type : 3 ou 4 stations T2 alignées + 1 station T1. Dans ces événements les stations T2 correspondaient à un événement peu incliné et de faible énergie, la station T1 étant une station accidentelle conduisant à une mauvaise estimation de l'angle de la gerbe.

Pour pallier à ce problème, nous considérons les ensembles de stations T1+T2, et T2 seuls, pour lesquels nous calculons, à l'aide de la procédure du tenseur d'inertie, les angles  $\delta_{T_{12}}$  et  $\delta_{T_2}$  respectivement. Dans le cas d'un bon événement, la différence entre ces deux angles doit être faible. Au contraire, si la station T1 ne provient pas de la propagation du front de la gerbe, mais est en fait accidentelle, alors cette différence peut être grande. Sur la figure 6.3, nous avons représenté la distribution de  $\delta_{T_{12}} - \delta_{T_2}$ , pour les événements neutrinos simulés, à partir de laquelle nous avons choisi de rejeter les événements pour lesquels  $\delta_{T_{12}} - \delta_{T_2} > 8^\circ$ .

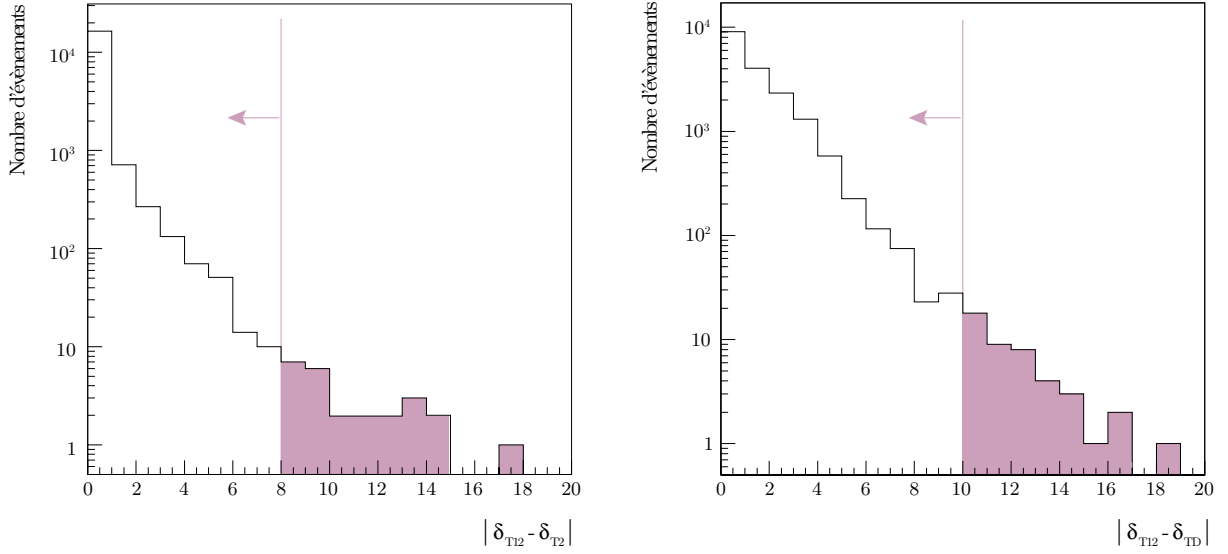


FIG. 6.3 – Gauche : Distribution de la différence entre les angles  $\delta$  pour les ensembles de stations T1+T2 et T2 seuls, pour les événements neutrinos simulés. Droite : Différence entre  $\delta_{T12}$  et la direction de la gerbe obtenue par la sélection Top-Down. Sur ces deux figures, la zone colorée est rejetée.

La sélection Top-Down fournit également une estimation de l'angle azimuthal de la gerbe à partir duquel on peut facilement calculer la valeur de  $\delta$ . Celle-ci est évaluée pour l'ensemble T1+T2. Nous avons également ajouté une évaluation de la différence entre cette valeur de l'angle  $\delta_{TD}$  et  $\delta_{T12}$ , qui nous sert de validation supplémentaire de la sélection. La distribution de cette différence pour les événements simulés peut être trouvée sur la figure 6.3 (droite). Nous rejetons les événements pour lesquels cette différence est supérieure à  $10^\circ$ , ce qui correspond à moins de 0.06% des événements simulés.

Le dernier test que nous avons développé fait appel cette fois au calcul de la vitesse apparente. Pour un événement de  $N$  stations, nous calculons la vitesse moyenne du signal pour toutes les configurations à  $N - 1$  stations possibles. Dans le cas d'un événement parfait, toutes ces vitesses devraient être identiques. Pour un événement réel, elles doivent être très proches, ce qui implique que le RMS calculé à partir des différentes valeurs obtenues doit être faible. Encore une fois, dans le cas d'un événement contenant une ou plusieurs stations accidentelles, ce n'est pas le cas. Appliquer une coupure sur cette grandeur nous permet encore une fois de rejeter les événements problématiques.

A ce stade, notre échantillon d'événements peut être considéré comme débarrassé de tout événement problématique, et peut être utilisé pour la sélection de neutrinos.

### Critère de sélection

Comme dans le chapitre précédent, le critère à développer peut être séparé en deux parties distinctes entre la sélection des événements inclinés et celle des gerbes jeunes. Il faut noter dès maintenant que nous ne gardons que les événements possédant au moins 4 stations. Les événements à 3 stations peuvent en effet présenter dans certains cas des problèmes de reconstruction, raison pour laquelle il est préférable de les laisser de côté.

Pour la première partie, nous utilisons la reconstruction angulaire développée par la collaboration afin d'estimer l'angle zénithal de la gerbe détectée. Nous reviendrons plus tard sur l'angle limite utilisé pour cette coupure. La présélection de stations fournit également une estimation de l'angle zénithal. Pour un bon évènement, ces deux résultats doivent être proches. Nous avons ainsi rajouté un test sur la différence entre les deux angles obtenus, et si celle-ci est supérieure à  $10^\circ$ , l'évènement est rejeté. Cette valeur a été choisie afin de rejeter le minimum de neutrinos simulés possible.

Dans le cas d'évènements pour lesquels toutes les stations seraient alignées, comme on peut en rencontrer pour le type d'évènement recherché, la procédure de reconstruction classique ne peut être utilisée pour reconstruire l'angle zénithal. Dans ce cas, nous calculons la vitesse moyenne du signal au sol, à partir des temps d'arrivée et des positions des différentes stations déclenchées. Nous demandons ensuite que celle-ci soit compatible avec la vitesse attendue pour des évènements très inclinés :  $\langle V \rangle \leq c / \sin \theta_{\text{lim}} \simeq 0.31 \text{ m ns}^{-1}$  pour  $75^\circ$ ,  $0.304 \text{ m ns}^{-1}$  pour  $80^\circ$ .

La sélection de stations et les coupures développées pour la réjection du bruit permettent d'obtenir à ce stade un ensemble constitué exclusivement d'évènements véritablement inclinés.

Nous devons ensuite déterminer si l'évènement présente les caractéristiques d'une gerbe jeune ou non. Il existe plusieurs variables sensibles à l'étalement du signal, comme le rapport signal total / Pic déjà introduit ou le temps de montée du signal. On peut également penser à la fraction de stations TOT, comme précédemment.

La première coupure appliquée consiste à rejeter les évènements pour lesquels moins de 50% des stations satisfont le trigger T2 TOT. Pour ce critère, nous utilisons l'ensemble complet de stations provenant de la sélection initiale, c'est à dire les T1 et les T2. Sur la figure 6.4 nous avons représenté les distributions de la fraction de stations TOT dans un évènement, pour les évènements neutrinos simulés (bleu), et pour les données de Janvier à fin Octobre 2007 (rouge), en nous restreignant aux évènements de plus de  $75^\circ$ .

La séparation entre ces deux ensembles est claire. La valeur de la coupure a été choisie simplement afin de rejeter un nombre suffisamment faible de neutrinos. Celle-ci permet de garder plus de 97% des évènements neutrinos, tout en rejetant déjà plus de 96% des évènements classiques. Il est important de comprendre que les évènements neutrinos rejetés par une telle coupure ne satisferaient de toute manière pas les conditions appliquées par la suite.

Dans la suite du critère, nous avons choisi d'utiliser la variable dite « EndTime ». Celle-ci donne une estimation de la fin de la trace, et donc de la largeur du signal. Sur la figure 6.5, nous avons représenté un exemple de trace FADC sur laquelle l'estimation du EndTime est donnée par la flèche rouge. Cette valeur est calculée durant la procédure de calibration de l'évènement, par une simple méthode de comptage des intervalles au dessus d'un signal seuil.

La coupure que nous appliquons est basée sur la valeur moyenne de cette variable pour un évènement donné. Toutefois, pour calculer cette dernière, nous n'utilisons pas la totalité des stations de l'évènement. En effet, pour un neutrino, on s'attend à ce que ce soit surtout les premières stations déclenchées, situées avant le point d'impact du coeur de la gerbe au sol, qui aient un signal étalé en temps. Ceci est dû à la plus grande quantité de matière que la gerbe doit traverser pour atteindre les cuves les plus éloignées. Pour le calcul de la largeur moyenne du signal, nous n'utilisons ainsi que 50% des stations. Pour des très grands évènements, de plus de 20 stations déclenchées, nous nous limitons également à 10 stations au maximum, qui sont bien suffisantes pour obtenir l'information nécessaire.

Une fois cette valeur obtenue, tous les évènements pour lesquels le EndTime moyen est inférieur

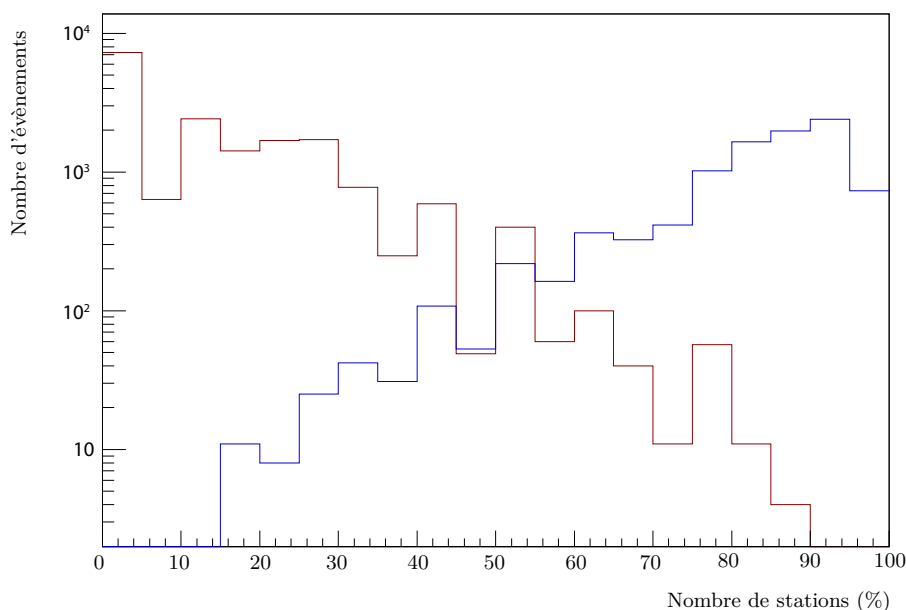


FIG. 6.4 – Fraction de stations satisfaisant le trigger TOT pour deux ensembles d'événements : les neutrinos simulés en bleu et les données du réseau de surface collectées entre Janvier et Octobre 2007.

à 700 ns sont rejetés. Dans le cas contraire, l'évènement n'est pas pour autant sélectionné. En effet, la procédure de calcul du EndTime pour chaque station, assez simpliste, implique que celui-ci ne donne pas une estimation précise de la largeur du signal. Ceci n'est pas extrêmement grave tant qu'un signal effectivement large n'est pas sous-estimé, ce qui est bien le cas (sans quoi nous n'aurions pas pu utiliser cette variable pour la recherche de signaux étalés en temps). Toutefois, au cours de l'élaboration de notre sélection, nous nous sommes rendu compte que dans certains cas, cette largeur pouvait être surestimée, pour deux configurations bien précises, représentées figure 6.6 : pour des signaux très grands (gauche), typiquement pour les stations situées à proximité du coeur de la gerbe; et pour un signal présentant deux pics (droite) : un premier pic lié au passage du front de la gerbe, et un deuxième dû à un muon accidentel. Dans ces deux cas, il est clair que l'estimation de la largeur du signal est bien plus grande que la valeur réelle. La présence d'un ou plusieurs de ces problèmes parmi les stations peut ainsi mener à une valeur erronée de notre variable discriminante.

Mais ce sont des problèmes que l'on peut régler de manière simple. Ainsi, pour un évènement dont le EndTime moyen est estimé supérieur à 700 ns, nous identifions, parmi les stations utilisées pour le calcul, toutes celles pour lesquelles le signal total  $S$  est supérieur à 200 VEM ou pour lesquelles nous avons  $S/\text{Peak} < 2.0$  pour au moins un des photomultiplicateurs. Dans le cas où l'évènement ne compte aucune station problématique de ce type, il est sélectionné en temps que neutrino.

Pour toutes les stations ainsi sélectionnées, il faut obtenir une estimation plus précise du EndTime. Pour cela, nous appliquons un simple ajustement par une fonction exponentielle  $C \times \exp^{-t/\tau}$ . Pour éviter des problèmes de calcul, cet ajustement est appliqué à partir de la position du premier pic du signal. La nouvelle valeur est alors donnée par :

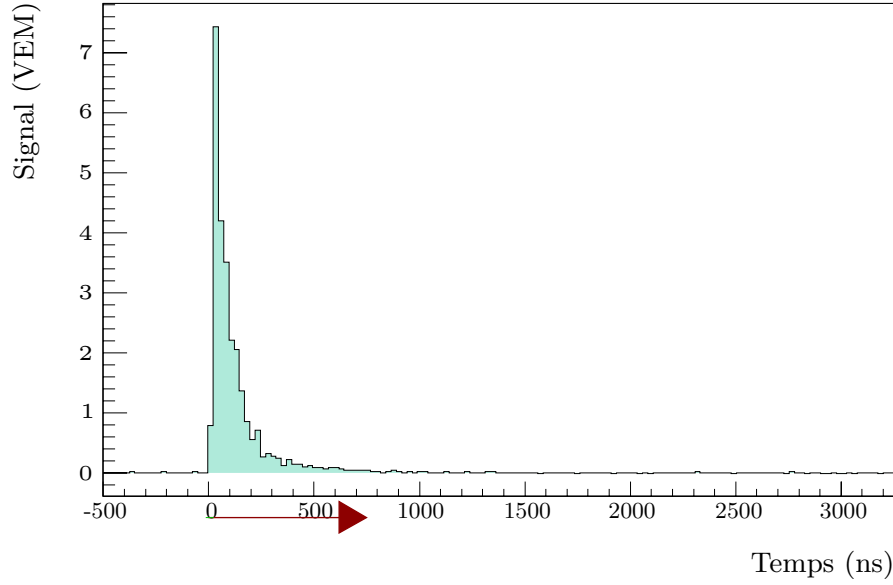


FIG. 6.5 – Exemple de trace FADC pour un évènement quelconque. Sur cette figure, la flèche rouge donne une estimation de la largeur du signal correspondant au EndTime calculé par comptage des intervalles de la trace possédant un signal au-dessus d’une certaine valeur.

$$\text{EndTime}_{\text{true}} = T_p + 6\tau, \quad (6.2)$$

où  $T_p$  est la position en ns du premier pic du signal. Pour une décroissance exponentielle, plus de 99.75% du signal est situé avant  $t = 6 \times \tau$ . Sur la figure précédente, la flèche orange correspond à l’estimation de la largeur du signal à partir du calcul ci-dessus. On voit clairement que celle-ci est beaucoup plus précise.

Les différents temps obtenus sont ensuite utilisés pour calculer une nouvelle valeur moyenne de la largeur du signal de l’évènement que l’on utilise ensuite pour décider si l’évènement est un neutrino ou non. Sur la figure 6.7, nous avons représenté la distribution de la valeur moyenne de la largeur du signal pour les évènements neutrinos, ainsi que pour les données.

Les valeurs des différentes coupures utilisées pour la sélection de gerbes jeunes ont été obtenues par essais successifs sur l’ensemble de données dédiées à la mise en place des différentes coupures, jusqu’à ce que nous ayons la certitude que tout évènement classique est rejeté de manière certaine.

Il faut garder à l’esprit que nous ne cherchons pas simplement à sélectionner des gerbes de neutrinos, mais des gerbes de neutrinos dont on pourra affirmer sans aucun doute la nature. Ainsi, sur les figures précédentes, on peut avoir l’impression que nous rejetons de nombreux évènements neutrinos. Toutefois, il faut bien se rendre compte que les évènements simulés qui apparaissent dans ces figures l’ont été pour couvrir l’ensemble du domaine des paramètres susceptibles d’influencer la probabilité de détection. Il y a donc de nombreux évènements simulés qu’il ne serait pas possible de distinguer d’évènements protons, par exemple les évènements de plus basse énergie, ou encore les gerbes engendrées trop près du sol ou trop loin, pour lesquels le signal n’est pas assez étalé.

Comme on l’a vu, le risque de contamination vient des évènements classiques qui pourraient reproduire le signal attendu pour une gerbe déclenchée profondément dans l’atmosphère, ou bien



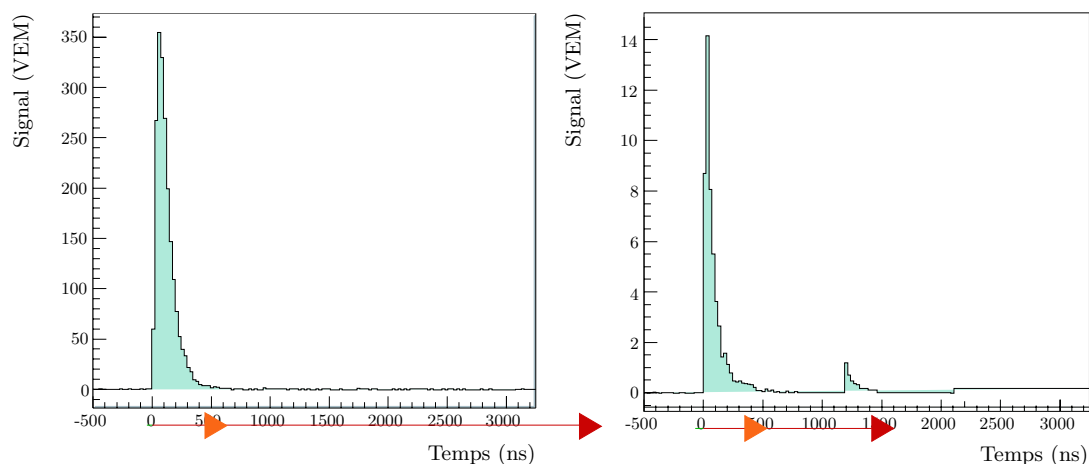


FIG. 6.6 – Gauche : Exemple de trace FADC pour laquelle le calcul du EndTime est surestimé, pour un signal très large. Droite : Surestimation due au passage d'un muon accidentel.

encore des stations accidentelles modifiant la structure de l'évènement réel et pouvant nous induire en erreur. Il faut également garder à l'esprit que ce critère est voué à être appliqué à des données réelles. Cela implique que contrairement aux simulations, on doit s'attendre à rencontrer d'éventuels problèmes au niveau des signaux des photomultiplicateurs, des temps de déclenchement, ou autres, pouvant conduire au final à la sélection d'évènements non neutrinos. Il est impossible de pallier à l'avance à tous ces problèmes inconnus qui pourraient se produire, mais on peut tout de même se prémunir contre le maximum de situations défavorables.

Ainsi, nous avons introduit des tests pour chacune des stations impliquées, visant à mettre en évidence un quelconque problème. On rejette ainsi en premier lieu toutes stations pour lesquelles un seul des trois photomultiplicateurs est en marche, ou encore présentant un signal clairement problématique (signal négatif, signal engendré par la foudre ...). Sur la figure 6.8, nous avons représenté les traces FADC d'une station rencontrée durant la mise en place de la sélection. Quelle que soit son origine, il existe clairement un problème au niveau du troisième photomultiplicateur, conduisant à une grave surestimation du signal total. Une telle erreur correspond exactement au cas que l'on cherche à éviter.

Pour éviter l'apparition de ce genre de problème, nous avons implémenté une comparaison des signaux entre les trois photomultiplicateurs de chacune des stations impliquées dans notre sélection. Si l'estimation montre que le signal de l'un des trois PMT diffère trop de celui des deux autres, la station est retirée du calcul.

Toutes les coupures et mesures développées ont pour but de rendre le critère le plus sûr possible.

**Coupure en angle** L'étude des neutrinos descendants nous permet à priori de rechercher de telles particules jusqu'à des angles de  $75^\circ$ . Toutefois, pour cette limite, le risque de contamination est très grand, et ce choix ne doit donc pas être fait à la légère.

La question de savoir quel angle limite choisir dépend de la sélection considérée et de sa robustesse. Pour évaluer l'angle limite à choisir dans notre cas, nous avons appliqué notre critère de sélection d'évènements présentant les caractéristiques d'une gerbe jeune, mais à des évènements d'angle zénithaux inférieurs à  $75^\circ$ . Nous nous attendons bien évidemment à ce qu'une grande

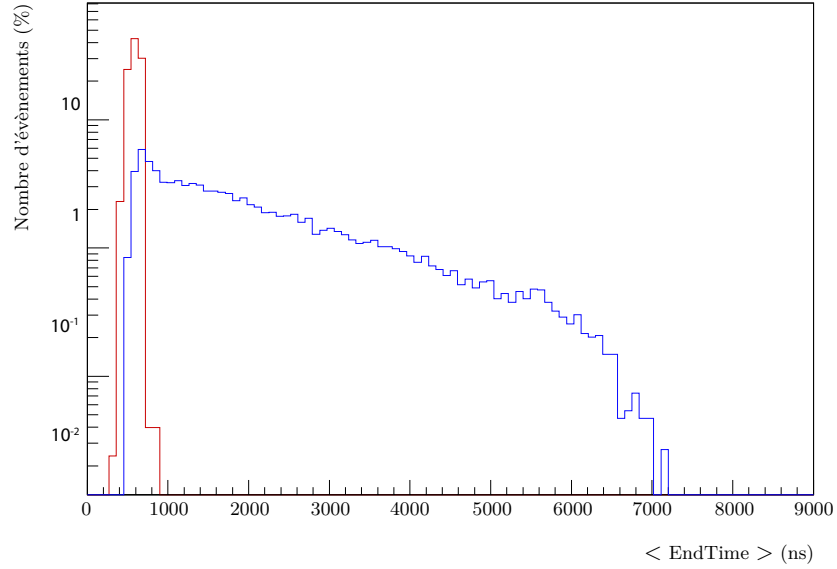


FIG. 6.7 – Distribution de la valeur moyenne pour la largeur des signaux des stations de l'évènement, pour les évènements de plus de  $75^\circ$  collectés entre Janvier et fin Octobre 2007 (rouge) et les neutrinos simulés (bleu).

majorité de tels évènements passent nos différentes coupures. De cette manière, nous voulons estimer le risque de contamination par ces évènements classiques, ainsi que l'angle jusqu'auquel ce risque est important.

Nous représentons donc figure 6.9 la distribution d'évènements sélectionnés par notre critère, en fonction de l'angle zénithal, pour des angles entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$ . Comme on peut s'y attendre, le nombre d'évènements sélectionnés augmente pour les bas angles, pour lesquels la quantité de matière traversée est moins importante. La ligne rouge correspond à un ajustement de la distribution par une fonction exponentielle décroissante.

A partir de cette figure, nous pouvons choisir un angle limite, en observant la queue de la distribution. Dans notre cas, nous avons choisi de rejeter tous les angles inférieurs à  $80^\circ$ , afin de minimiser le risque de contamination. Les données utilisées pour définir les coupures correspondant à 1.2 ans de données d'un réseau de surface complet. La coupure choisie pour l'angle assure ainsi la sélection de moins d'un évènement du bruit de fond pour les 10 prochaines années de prise de données.

Intéressons nous maintenant à l'efficacité de sélection obtenue par le critère que nous avons développé.

### Efficacité de sélection

Nous présentons dans cette partie la probabilité d'identifier une gerbe induite par l'interaction d'un neutrino, en fonction des différents paramètres importants : type de neutrino, l'interaction considérée, l'énergie  $E_\nu$  du neutrino, l'angle zénithal  $\theta$  et la profondeur d'interaction dans l'atmosphère. Les différentes valeurs données correspondent à un détecteur idéal, c'est à dire infini, et dont toutes les stations sont parfaitement opérationnelles.

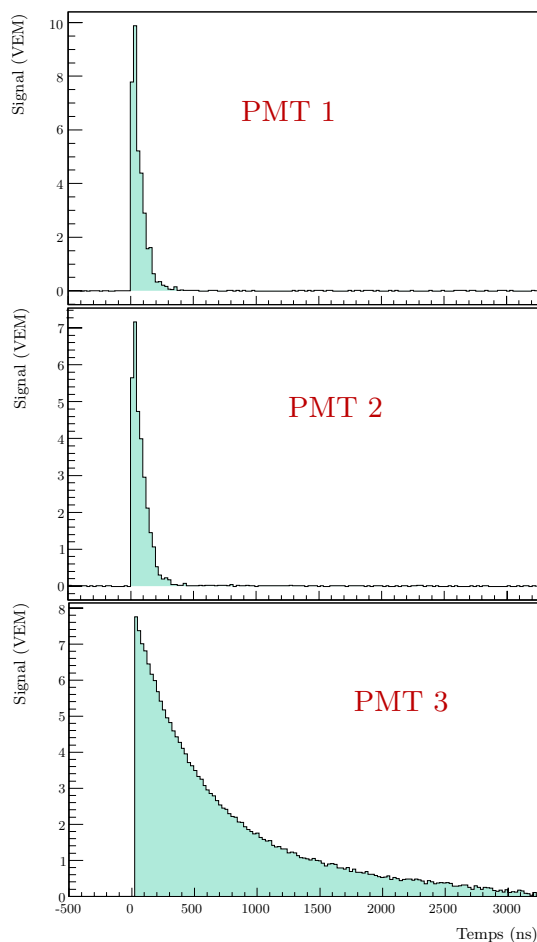


FIG. 6.8 – Exemple de signaux problématiques d’une station du réseau de surface.

Sur la figure 6.10 nous avons représenté la probabilité de déclenchement (tirets), ainsi que la probabilité d’identification (trait plein), pour un neutrino électronique de  $10^{17.5}$  eV à gauche, et de  $10^{18}$  eV à droite, interagissant par interaction courant chargé, en fonction de la quantité de matière entre le point d’interaction et le réseau de surface. Les différentes courbes correspondent à plusieurs angles zénithaux :  $80^\circ$  (rouge),  $85^\circ$  (bleu) et  $89^\circ$  (vert).

Les efficacités de déclenchement et d’identification augmentent avec l’angle zénithal, ce qui reflète principalement l’augmentation du nombre de stations déclenchées pour les gerbes les plus inclinées. Pour des gerbes qui interagissent très proches du détecteur ( $X \rightarrow 0$  g cm $^{-2}$ ), les efficacités chutent de manière brutale, ce qui se voit clairement sur la plupart des courbes. En effet, pour ces altitudes d’interaction très faibles, la gerbe n’a pas suffisamment de temps pour se développer et ne peut donc pas déclencher un nombre de stations suffisant.

A  $10^{17.5}$  eV, l’efficacité d’identification ne sature pas encore, et ce quel que soit l’angle considéré. Sur la figure de droite, on peut voir que l’efficacité de déclenchement augmente avec l’énergie, ce qui est logique, et sature même pour certains angles et certains points d’interaction. L’efficacité d’identification reste en dessous de la saturation, même pour les plus grands angles. La probabilité

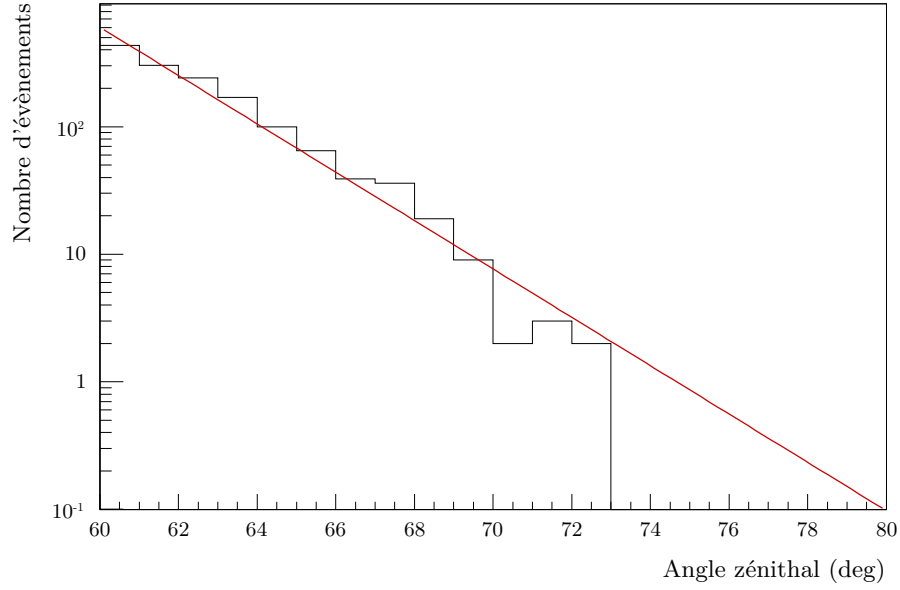


FIG. 6.9 – Distribution des évènements classiques sélectionnés par notre critère, en fonction de l'angle zénithal, compris entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$ .

de détection augmente pour les points d'interaction les plus distants, la gerbe comprenant un nombre de particules plus important au maximum.

Sur la figure 6.11, nous avons représenté cette fois la probabilité d'identification, pour un angle zénithal fixé à  $80^\circ$ , et pour plusieurs énergies du neutrino initial, de bas en haut :  $10^{17}$  (rouge),  $3 \times 10^{17}$  (orange),  $10^{18}$  (jaune),  $3 \times 10^{18}$  (vert),  $10^{19}$  (bleu) et  $3 \times 10^{19}$  eV (violet). On peut voir l'augmentation de la distance d'interaction maximale pour laquelle la probabilité de détection est non négligeable.

Le tableau 6.1 donne un résumé de l'efficacité d'identification moyenne pour les évènements neutrinos simulés, pour les différentes énergies et angles disponibles :  $\log_{10}(E/\text{eV})$  de 17 à 19.5 et  $\theta$  de  $80^\circ$  à  $89^\circ$ .

	17	17.5	18	18.5	19	19.5
80	0.01	1.72	8.88	16.9	26	33.4
81	0.04	1.29	10.6	18.2	26.5	32.6
83	0.02	2.74	13.4	21	28.4	36.2
85	0.22	5.82	16.9	25.5	31.7	40.7
87	1.75	11.4	23	30.6	40.8	50.3
89	1.93	20.8	38.5	45.2	53	57.9

TAB. 6.1 – Pourcentage de gerbes détectées (trigger + identification), pour des neutrinos électroniques interagissants entre 0 et  $7000 \text{ g cm}^{-2}$ . Ces chiffres correspondent à la sélection présentée précédemment, pour les évènements neutrinos simulés.

Les chiffres qui apparaissent dans celui-ci donnent le pourcentage moyen de gerbes de neutrinos électroniques détectées, pour des particules interagissant par interaction CC, entre 0 et 7000

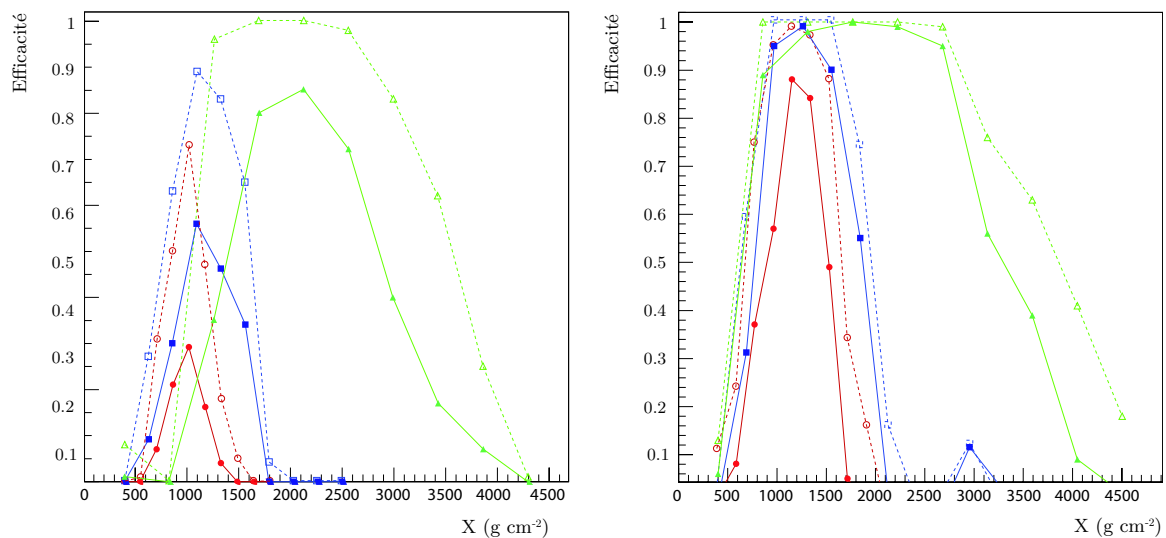


FIG. 6.10 – Gauche : Efficacité de déclenchement (trait brisé) et d'identification (tirets), pour un  $\nu_e$  de  $10^{17.5}$  eV, interagissant par interaction courant chargé. Les efficacités sont données en fonction de la quantité de matière  $X$  rencontrée entre le point d'interaction et le réseau de surface. Les efficacités ont été représentées pour trois angles différents :  $80^\circ$  en rouge,  $85^\circ$  en bleu et  $89^\circ$  en vert. Droite : Idem, mais pour un neutrino de  $10^{18}$  eV.

$\text{g cm}^{-2}$  au dessus du détecteur. Au-delà de  $7000 \text{ g cm}^{-2}$ , la probabilité de détection devient négligeable, quel que soit l'angle zénithal.

Nous présentons également sur la figure 6.12 les efficacités de déclenchement et d'identification pour une interaction courant neutre du  $\nu_e$  (ou une interaction quelconque des  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ), pour une énergie de  $10^{18}$  eV, encore une fois pour trois angles différents :  $80^\circ$ ,  $85^\circ$  et  $89^\circ$ .

Comme on s'y attend a priori, la probabilité est plus faible dans ce cas que pour une interaction courant chargé d'un neutrino électronique, et ce en raison de la fraction d'énergie moins importante transférée à la gerbe atmosphérique lors de l'interaction. Pour toutes les énergies et tous les angles, l'interaction courant neutre contribue ainsi moins que l'interaction courant chargé.

## Résultat de la sélection

Le critère de sélection que nous avons développé a été ensuite appliqué aux données collectées entre Novembre 2007 et Février 2009 pour rechercher d'éventuels neutrinos parmi ces événements. Aucun candidat neutrino n'a été mis en évidence dans ce lot de données.

La sélection que nous avons développée pourrait ainsi être utilisée pour mettre une limite sur le flux diffus de neutrinos, comme dans le chapitre précédent. Toutefois, le choix officiel de la collaboration s'est porté sur une sélection légèrement différente de celle étudiée dans ce début de chapitre. Nous tacherons donc plutôt de présenter cette dernière, ainsi que la limite obtenue à partir de celle-ci, dans la suite de ce chapitre.

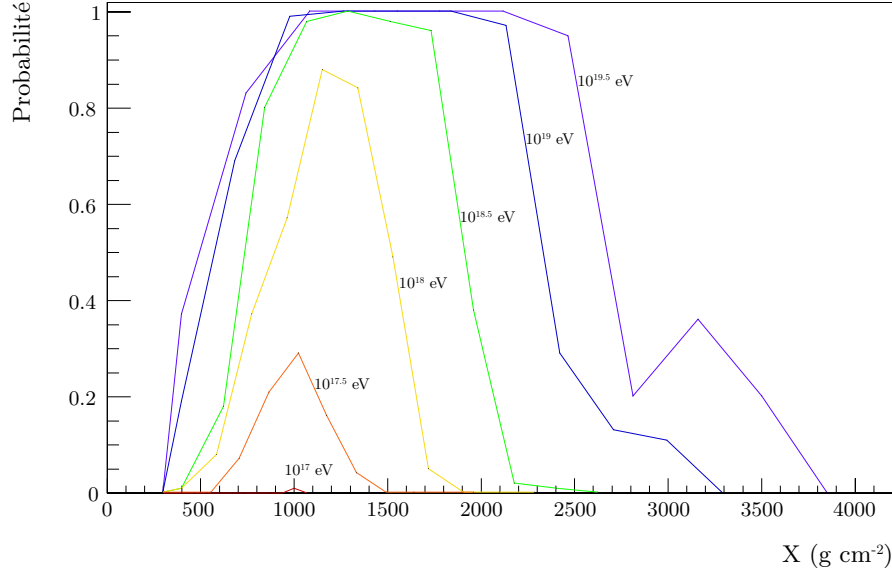


FIG. 6.11 – Efficacité d'identification pour un  $\nu_e$  d'angle incident  $\theta = 80^\circ$ , pour six énergies différentes (de bas en haut):  $10^{17}$  (rouge),  $3 \times 10^{17}$  (orange),  $10^{18}$  (jaune),  $3 \times 10^{18}$  (vert),  $10^{19}$  (bleu) et  $3 \times 10^{19}$  eV (violet).

## 6.2 Limite sur le flux diffus de neutrinos

### 6.2.1 Sélection officielle

Grâce aux différentes études et à la comparaison des différents critères de sélection élaborés dans la collaboration, celle-ci est finalement arrivée à une version finale, présentant le meilleur compromis entre efficacité de détection et robustesse.

#### Sélection des gerbes inclinées

Une présélection de stations comparable à celle utilisée précédemment est tout d'abord utilisée, afin de nettoyer la trace des différentes stations accidentelles. Les événements avec moins de 4 stations T2 sont également rejetés.

Pour la sélection des événements inclinés, toutes les variables sensibles à la direction d'arrivée de la gerbe et son inclinaison ont été utilisées, afin de garantir la meilleure séparation possible entre les ensembles d'événements inclinés ou non. Celles-ci sont l'angle zénithal reconstruit  $\theta$ , le rapport  $L/W$ , permettant d'évaluer l'élongation de la trace au sol, la vitesse apparente du signal au sol  $\langle V \rangle$  et la dispersion des vitesses entre deux stations.

Les différentes valeurs des coupures sont :

- i- Rapport  $L/W > 3$ ,
- ii-  $\theta > 75^\circ$
- iii-  $\langle V \rangle \leq 0.313 \text{ m ns}^{-1}$ ,
- iv- et  $\sigma_V < 0.08 \text{ m ns}^{-1}$ .

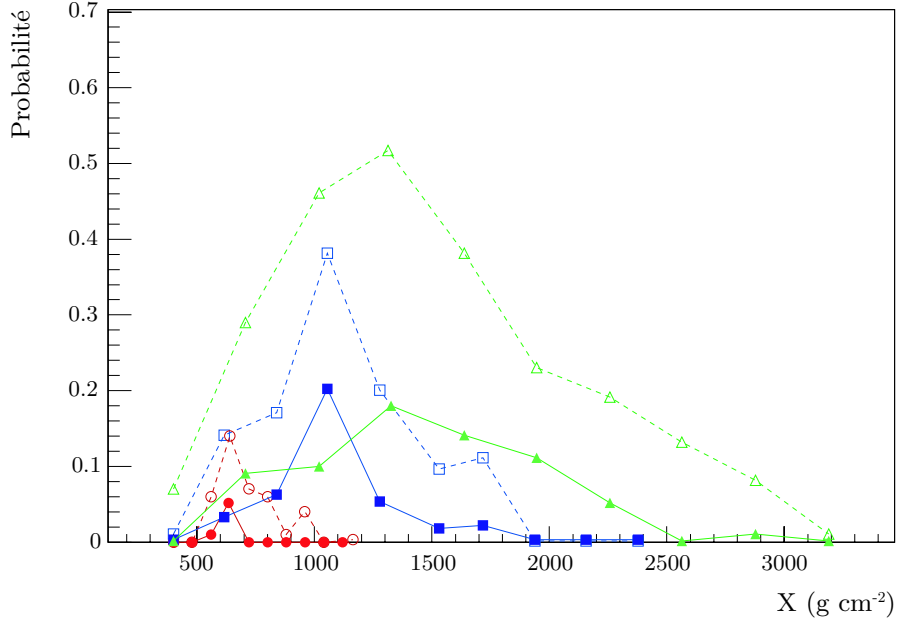


FIG. 6.12 – Efficacité de déclenchement (tirets) et d'identification (trait plein), pour un  $\nu_e$  de  $10^{18}$  eV, interagissant par interaction courant neutre. Les efficacités sont données en fonction de la quantité de matière  $X$  entre le point d'interaction et le réseau de surface. Les efficacités ont été représentées pour trois angles différents :  $80^\circ$  en rouge,  $85^\circ$  en bleu et  $89^\circ$  en vert.

On peut d'abord noter la valeur de la coupure sur la variable  $L/W$ , à comparer avec celle utilisée auparavant pour la sélection des neutrinos montants ( $L/W > 5$ ). Cette valeur est ici plus faible pour ouvrir notre acceptance aux angles les plus faibles possibles. Cette volonté se voit également dans le choix de la coupure sur l'angle zénithal. Contrairement à la sélection présentée précédemment, ou à toutes les premières sélections développées dans la collaboration, les angles entre  $75$  et  $80^\circ$  sont ici conservés. Cela permet un gain non négligeable au niveau de l'acceptance du détecteur, mais entraîne également un risque de contamination plus grand.

La deuxième partie de la sélection, chargée de rechercher des gerbes jeunes, doit donc être encore plus sévère et robuste que dans le cas d'une coupure à  $80^\circ$ .

### Sélection des gerbes jeunes

L'élaboration de multiples critères de sélection a également pour but de rechercher la variable offrant la meilleure sensibilité à l'étalement du signal caractéristique d'une gerbe dans les premiers stades de son développement. L'exploration des différentes variables, EndTime dans notre cas, mais aussi les temps de montée ou temps de descente du signal a finalement abouti au choix de l'utilisation de variables construites à partir du rapport signal total/Pic (AoP), déjà présenté, et ce à partir des 4 premières stations déclenchées.

Le critère de sélection utilise ainsi un total de 10 variables afin d'obtenir la meilleure réjection possible : le rapport AoP pour les 4 premières stations déclenchées, ainsi que le carré de ces grandeurs; le produit  $\text{AoP}_1 \times \text{AoP}_2 \times \text{AoP}_3 \times \text{AoP}_4$  du rapport signal/Pic de ces 4 stations; et le paramètre  $(\langle \text{AoP} \rangle_{\text{early}} - \langle \text{AoP} \rangle_{\text{late}})$ . La dernière variable permet de sonder l'asymétrie attendue

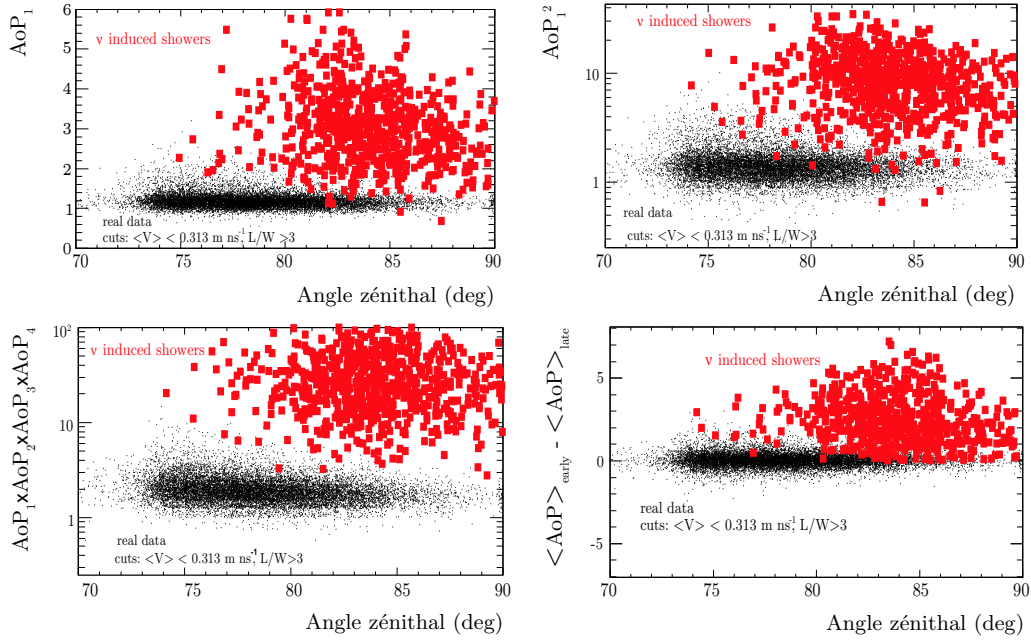


FIG. 6.13 – Distributions des différentes variables utilisées pour la sélection de gerbes jeunes, pour les simulations de neutrinos (rouge) et les données réelles (noir). Les différentes figures représentent : le rapport AoP pour la première station déclenchée (haut-gauche),  $AoP^2$  pour cette même station (haut-droite), le produit  $AoP_1 \times AoP_2 \times AoP_3 \times AoP_4$  (bas-gauche), et la variable  $(\langle AoP \rangle_{\text{early}} - \langle AoP \rangle_{\text{late}})$  (bas-droite).

entre la partie de la gerbe située avant le point d'impact du coeur de la gerbe au sol et celle située après ce point, en comparant la moyenne des rapports AoP pour ces deux ensembles de stations distincts.

La figure 6.13 [166] présente les distributions pour ces variables, pour l'ensemble des neutrinos simulés, en rouge, et les données réelles, en noir. Les gerbes de neutrinos ont ici été simulées en utilisant AIRES.

L'utilisation d'un nombre important de variables permet d'augmenter le pouvoir de réjection du critère de sélection. Toutefois, ces dix variables n'ont pas été utilisées pour définir dix coupures différentes. Au lieu de ça, celles-ci sont utilisées au travers de la méthode du discriminant de Fisher [167]. Cette méthode permet la meilleure séparation possible entre deux échantillons d'événements, les données réelles et les neutrinos simulés dans notre cas. Les différentes variables discriminantes sont utilisées pour construire le discriminant de Fisher  $f$ , qui est une combinaison linéaire de ces différentes observables. La méthode garantit la meilleure séparation possible entre la moyenne des deux distributions de  $f$ , pour les ensembles considérés, ainsi que la plus faible dispersion possible pour chacune de ces distributions. Pour tenir compte des différences entre les événements à petit nombre et à grand nombre de stations, cette méthode a été appliquée indépendamment aux 3 sous-ensembles d'événements à  $N$  stations suivants :  $4 \leq N \leq 6$ ,  $7 \leq N \leq 11$  et  $N \geq 12$ .

La distribution de  $f$  pour le second de ces sous-ensembles est représentée figure 6.14, pour les données réelles en rouge, et les neutrinos simulés en bleu.

L'extrapolation de la queue de la distribution des événements réels permet d'évaluer le nombre d'événements de bruit de fond attendu. De cette manière, on peut également choisir les coupures



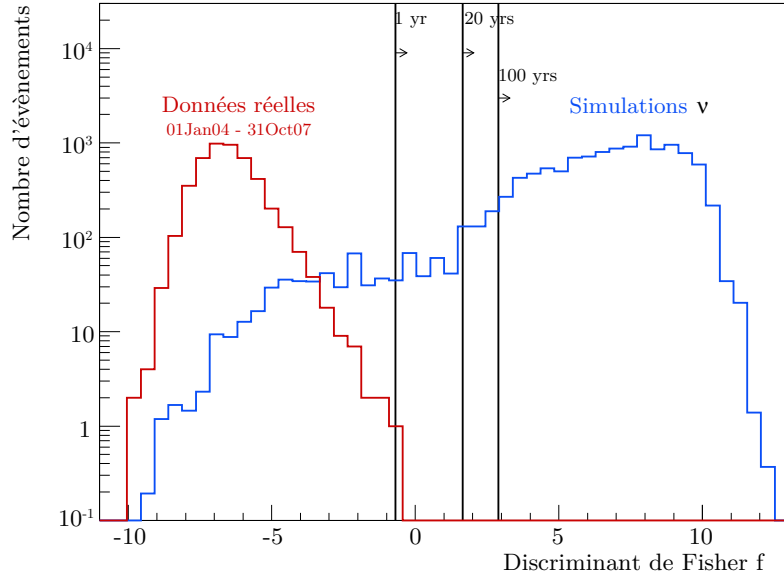


FIG. 6.14 – Distribution du discriminant de Fisher pour les données réelles (rouge), collectées entre Janvier 2004 et fin Octobre 2007, et pour les neutrinos simulés (bleu), en se restreignant aux évènements dont le nombre de stations est compris entre 7 et 11.

afin d'obtenir une réjection particulière. Les valeurs de ces coupures pour les 3 sous-ensembles ont ainsi été choisies afin d'assurer la sélection de moins d'un évènement de bruit de fond en 20 ans.

La figure 6.15 représente l'efficacité d'identification obtenue en appliquant ce critère de sélection, pour l'interaction CC de neutrinos électroniques de  $10^{18}$  eV et pour des angles de  $80^\circ$  (rouge),  $87^\circ$  (bleu) et  $89^\circ$  (vert). Sur cette figure, les courbes en trait plein correspondent à la sélection officielle de la collaboration, et les courbes en tirets à la sélection présentée précédemment dans ce chapitre.

Notre sélection est en très bon accord avec la sélection officielle de la collaboration, pour tous les angles, sauf à  $89^\circ$ , angle pour lequel la différence est la plus grande. Notre sélection semble plus sensible pour les évènements proches du sol, mais moins sensible pour les gerbes produites loin du détecteur. Nous pensons que la différence est principalement due aux codes de simulation de gerbes, et à leur traitement respectif des gerbes les plus inclinées ( $> 89^\circ$ ). Une étude détaillée devrait être menée à ce sujet, afin de savoir exactement ce qu'il en retourne.

Cette procédure a également été appliquée aux données collectées entre Novembre 2007 et Février 2009, qui correspondent approximativement à 0.8 année de données pour le détecteur de surface au complet. La recherche n'a pas permis de mettre en évidence de neutrino parmi ces évènements.

Toutefois, comme dans le cas des neutrinos tau, les données peuvent être utilisées pour obtenir une limite sur le flux diffus de neutrinos de ultra haute énergie. La procédure pour le calcul de l'exposition du détecteur est très proche de celle utilisée pour la limite précédente, et consiste à convoluer l'acceptance géométrique du détecteur avec la probabilité d'interaction et l'efficacité d'identification. La limite obtenue est représentée sur la figure 6.16 [159], équivalente à celle déjà présentée pour les neutrinos montants.

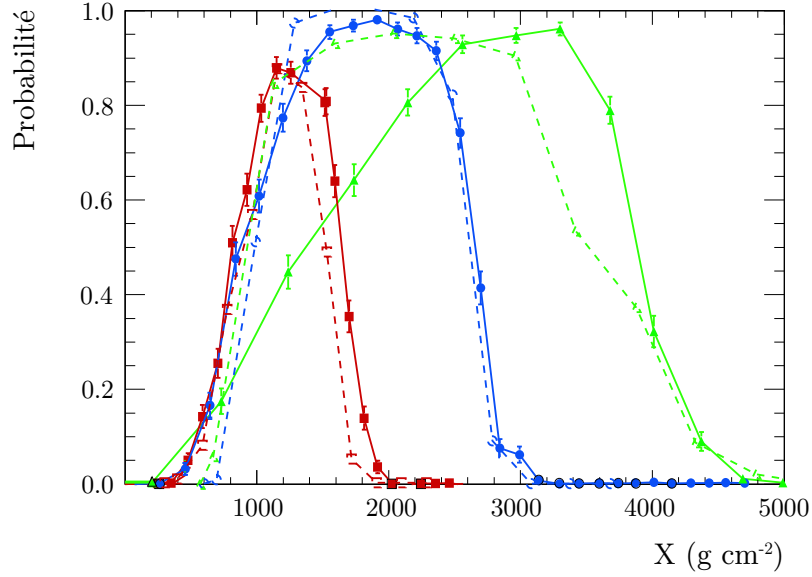


FIG. 6.15 – Efficacité d'identification pour des  $\nu_e$  de  $10^{18}$  eV interagissant par interaction CC, pour 3 angles zénithaux différents :  $80^\circ$  (rouge),  $87^\circ$  (bleu) et  $89^\circ$  (vert). Les résultats de la sélection officielle sont représentés par les courbes en trait plein, les tirets représentant notre sélection.

La valeur de cette limite est sensiblement plus grande que celle obtenue à partir de l'étude des neutrinos  $\tau$  montants. Cela est dû tout d'abord à la quantité de données utilisées, puisque la limite ci-dessus a été obtenue pour  $\sim 0.8$  année de données du SD complet, contre 2 ans pour le précédent résultat. De plus, la sensibilité aux neutrinos tau est légèrement meilleure, en raison de la plus grande probabilité de conversion du neutrino, due à la densité élevée de la croûte terrestre.

Sur cette figure, le trait rouge correspond à la limite obtenue à partir de notre sélection. Pour calculer celle-ci de manière la plus simple possible, nous nous sommes simplement servis du fait que l'ensemble de données utilisé correspond à 0.8 an de données d'un SD parfait, complet et sans station défaillante. Le calcul de l'acceptance correspondante est alors extrêmement simplifié par rapport au cas réel, pour lequel l'évolution du détecteur doit être prise en compte. Dans le cas d'un réseau complet de surface  $A$ , l'exposition pour une énergie  $E_\nu$  du neutrino fixée s'écrit alors :

$$\mathcal{E}(E_\nu) = 2\pi N_A A \int dt \int d\theta \int_0^\infty dX \sum_i [\sigma_i(E_\nu) \sin \theta \cos \theta \times \epsilon_i(\theta, X)], \quad (6.3)$$

où  $\sum_i$  désigne la somme sur les 6 interactions différentes (3 saveurs de neutrino  $\times$  2 interactions, CC ou NC).  $\sigma_i(E)$  est la section efficace du processus considéré. Dans cette expression, l'intégrale sur  $t$  se ramène simplement à  $2.52 \times 10^7$  s  $\simeq 0.8$  an. L'exposition obtenue pour notre sélection est représentée sur la figure 6.17 en bleu, la courbe rouge correspondant à la sélection officielle.

L'écart observé sur cette figure, ainsi qu'entre les deux limites traduit principalement la différence de domaine angulaire considérée. En effet, dans notre cas, comme pour toutes les premières sélections développées au sein de la collaboration, nous ne considérons que les angles zénithaux supérieurs à  $80^\circ$ . Toutefois, la méthode du discriminant de Fisher utilisée a permis au final d'ou-

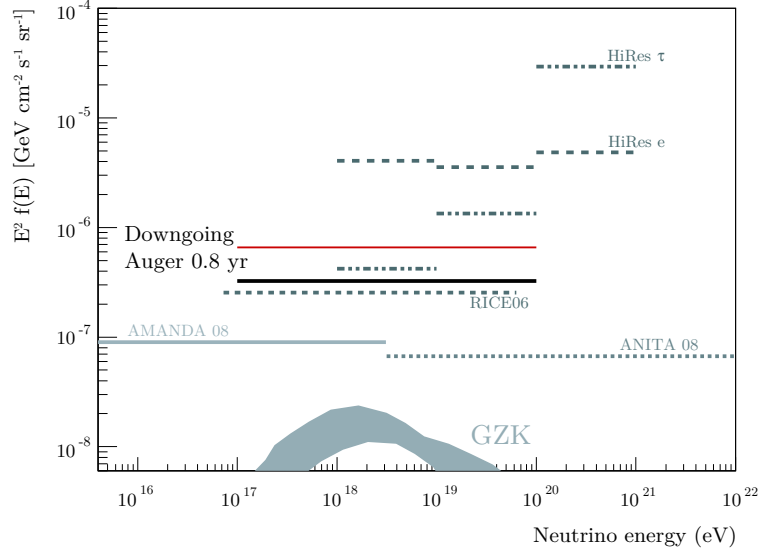


FIG. 6.16 – Limite à 90% de niveau de confiance sur le flux diffus de neutrinos de ultra haute énergie obtenue par l’observatoire Pierre Auger, pour un flux en  $E^{-2}$ . Des limites obtenues par d’autres expériences ont également été représentées. La zone bleutée correspond à une prédiction particulière pour le flux de neutrinos cosmogéniques.

virer l’acceptance aux angles plus faibles, ce qui est à l’origine d’un gain non négligeable comme on peut le voir.

A basse énergie, la différence entre les deux expositions est très faible, ce qui met simplement en évidence le fait que dans ce cas, ce sont surtout les angles les plus inclinés qui contribuent à la détection des gerbes de neutrinos.

La présentation des résultats de la collaboration pour l’étude des neutrinos de ultra haute énergie touche à sa fin. Toutefois, avant de conclure cette thèse, nous tenions à discuter de manière très brève du potentiel que représente l’étude des neutrinos de ultra haute énergie pour les contraintes sur les modèles au-delà du modèle standard.

### 6.3 Section efficace neutrino à ultra haute énergie - Contraintes sur les extensions du modèle standard

Au travers de l’étude des neutrinos de ultra haute énergie, l’observatoire Pierre Auger est sensible aux sections efficaces d’interactions du neutrino avec la matière, à des énergies qui n’ont encore jamais été explorées, et qui le resteront encore pendant un long moment. Nous souhaitons donc montrer qu’il est possible d’envisager la sensibilité d’Auger à ces énergies extrêmes pour mettre en place des contraintes là où aucune autre expérience ne peut le faire. Bien entendu, compte tenu de l’état actuel des connaissances sur les neutrinos de ultra haute énergie, tout ceci est très préliminaire, mais nous pensons que de telles études seront possibles dans l’avenir.

Le dispositif expérimental pour l’étude d’une section efficace d’interaction contient trois élé-

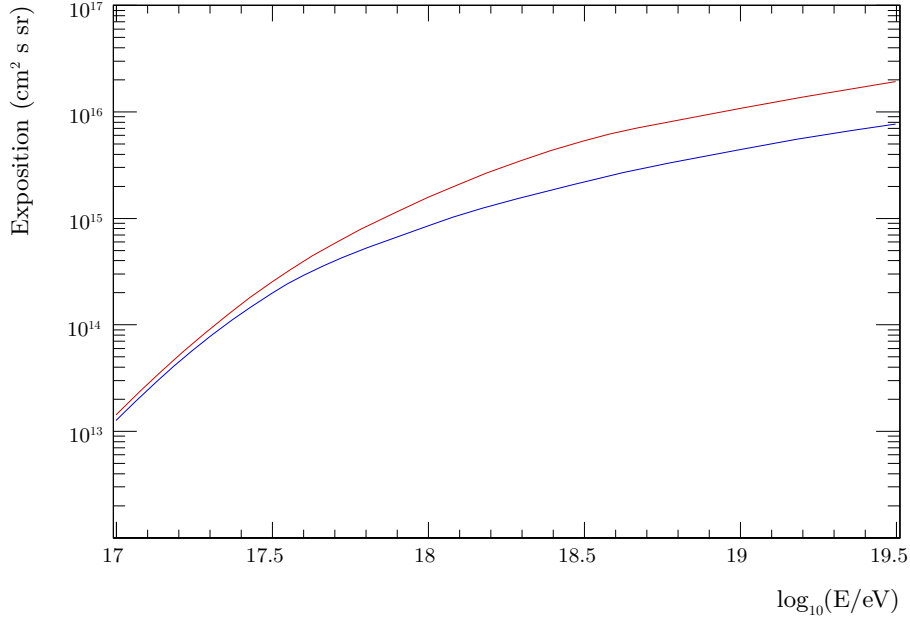


FIG. 6.17 – Exposition du réseau de surface de l’observatoire Pierre Auger aux neutrinos descendants, pour la sélection développée dans cette thèse (bleu) et la sélection officielle (rouge). Les sections efficaces utilisées pour ces deux calculs sont également différentes.

ments importants : un faisceau de particules à étudier, une cible pour ces particules, et un détecteur. Dans notre cas, la cible est l’atmosphère, et notre détecteur le réseau de surface de l’observatoire Pierre Auger. En ce qui concerne la question du flux incident de particules, nous avons insisté dans le chapitre 4 sur le fait qu’il était impossible à l’heure actuelle de donner une estimation précise du flux de neutrinos attendu sur Terre. On peut toutefois essayer d’évaluer un flux conservatif qui jouera le rôle de faisceau minimal de neutrinos.

Pour ce dernier, nous avons choisi d’utiliser le flux cosmogénique minimal  $\Phi_{\min}$  représenté sur la figure 4.12 dans le chapitre 4, qui correspond au choix suivant pour les différents paramètres importants :

- Spectre d’injection en  $E^{-2.3}$ , jusqu’à une énergie  $E_{\max} = 10^{20.5}$  eV,
- Composition mixte du rayonnement cosmique, identique à celle observée à plus basse énergie dans la galaxie,
- Evolution cosmologique uniforme  $((1+z)^0)$
- Sources réparties de manière uniforme et homogène.

Nous pensons que cette courbe représente bien le flux minimum que l’on peut évaluer. Le choix de la composition mixte suit simplement les indications apportées par Auger [168] qui mesure une composition à ultra haute énergie en moyenne plus lourde que dans l’hypothèse pur proton, mais plus légère que le cas Fer pur.

Sur la figure 6.18, nous avons représenté en bleu le flux  $\Phi_{\min}$  déduit de la figure précédemment citée. En rouge, nous avons également représenté le flux  $\Phi_{\max}$  de neutrinos prédit dans le cas d’une évolution dite « forte », décrite dans [129], qui représente le cas optimiste, que nous utiliserons également pour comparer nos résultats avec ceux obtenus à partir du flux précédent.

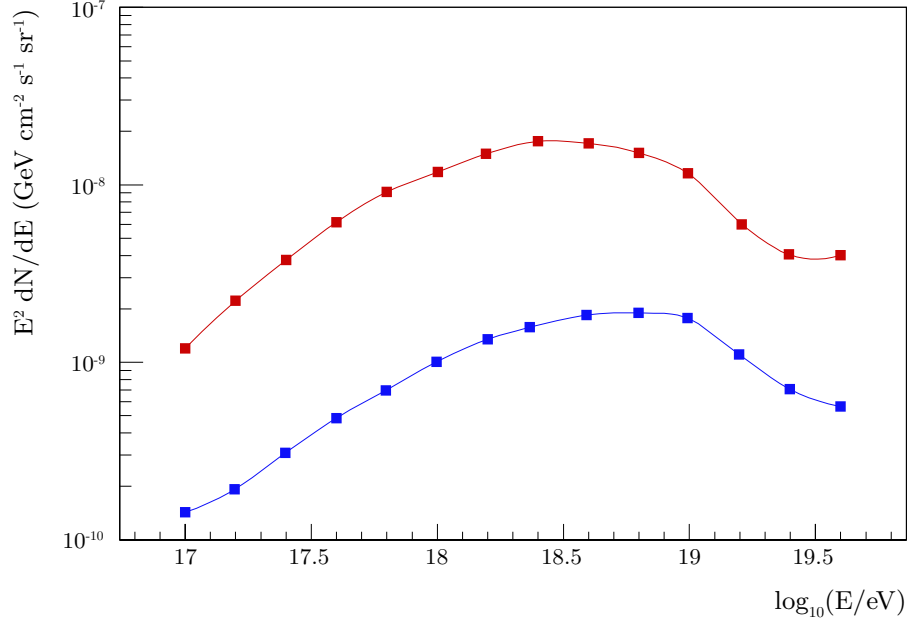


FIG. 6.18 – Flux de neutrinos cosmogéniques prédits par deux modèles différents dans l’hypothèse d’une composition mixte. En bleu, on a l’exemple d’une évolution cosmologique uniforme des sources du rayonnement cosmique, et en rouge une évolution « forte ». Ces deux flux ont été obtenus à partir de la figure 9 de [129].

Le principe est ensuite extrêmement simple. Pour une section efficace donnée, correspondant à un modèle que l’on souhaite tester, on compare simplement le nombre d’événements attendus avec le nombre d’événements réellement détectés, c’est à dire 0 pour le moment. Cette comparaison nous permet ensuite de rejeter ou non une hypothèse sur la section efficace. Bien évidemment il nous faut choisir une procédure pour décider ou non du rejet des différentes hypothèses.

### 6.3.1 Procédure de réjection

Une hypothèse est rejetée si le nombre d’événements observés est plus faible que le nombre d’événements attendus. Toutefois, quel que soit ce nombre d’événements attendus, il y a toujours une probabilité pour qu’en réalité, aucun ne soit détecté. Avant de rejeter une hypothèse, il faut donc s’assurer que cette probabilité est suffisamment faible. Celle-ci dépend bien évidemment du nombre d’événements attendus. Plus celui-ci est grand, plus la probabilité d’avoir 0 événement est faible, et plus l’hypothèse peut être rejetée facilement. En pratique, on cherche donc un nombre d’événements  $N_K$  tel que si pour un modèle donné,  $N_{\text{exp}} > N_K$ , où  $N_{\text{exp}}$  est le nombre d’événements attendus, alors celui-ci peut être rejeté.

Pour un nombre d’événement attendu  $N_{\text{exp}}$ , la probabilité d’obtenir  $N_{\text{obs}}$  événements est simplement donnée par la distribution de Poisson:

$$P(N_{\text{obs}}; N_{\text{exp}}) = \frac{N_{\text{exp}}^{N_{\text{obs}}} \exp^{-N_{\text{exp}}}}{N_{\text{obs}}!} \quad (6.4)$$

Dans notre cas, cette expression se ramène à une simple exponentielle décroissante, car  $N_{\text{obs}} = 0$ . On peut ensuite déduire de cette expression le nombre d'événements attendus  $N_K$  tel que la probabilité d'avoir 0 événement soit plus faible qu'une certaine valeur, à fixer. Pour  $N_K = 2.3$  ( $N_K = 3$ ), cette probabilité est inférieure à 10% (5%). Un modèle avec  $N_{\text{exp}} > 2.3$  ( $N_{\text{exp}} > 3$ ) sera ainsi rejeté à 90% (95%) de niveau de confiance.

Toutefois, pour le calcul de  $N_K$ , nous devons également tenir compte de la résolution expérimentale. Pour les neutrinos tau montants par exemple, pour un flux incident  $E^2 dN/dE = 4.7 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , on s'attend ainsi à obtenir 2.44 événements, à plus ou moins  $\sim 50\%$ , du fait des différentes erreurs systématiques sur le calcul de l'acceptance.

Dans le cas des neutrinos descendants l'étude complète des systématiques n'a pas encore été réalisée. Toutefois, dans ce cas, les sources de systématiques sont les mêmes que pour la précédente étude, à l'exclusion des erreurs liées à la propagation des neutrinos dans la Terre. On peut ainsi se faire une idée assez juste de l'erreur sur le nombre d'événements attendus. Dans la suite, nous considérerons que celui-ci est connu à 40% près.

Au lieu de considérer un nombre d'événements attendus  $N_{\text{exp}}$  fixe, nous ferons donc maintenant l'hypothèse que la distribution du nombre d'événements attendus pour un modèle donné est une distribution gaussienne, de moyenne  $N_{\text{exp}}$  et d'écart-type  $\sigma = 0.4N_{\text{exp}}$ .

La probabilité pour qu'un modèle donné, prédisant  $n$  événements en moyenne, soit compatible avec nos données est donnée par  $P(n|N_{\text{obs}})$  (qui est la probabilité d'avoir  $n$  événements détectés, quand on en a effectivement observés  $N_{\text{obs}}$ ). Le théorème de Bayes permet d'écrire :

$$P(n|N_{\text{obs}}) = \frac{P(N_{\text{obs}}|n)P(n)}{P(N_{\text{obs}})}. \quad (6.5)$$

Dans cette expression,  $P(N_{\text{obs}})$  se ramène généralement à une constante, en demandant la normalisation de la fonction précédente entre 0 et  $+\infty$ .

Pour la distribution  $P(n)$ , nous utilisons notre hypothèse précédente :

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \frac{-(n-N_{\text{exp}})^2}{2\sigma^2}. \quad (6.6)$$

$P(N_{\text{obs}}|n)$  s'obtient à partir de l'expression 6.4. Pour  $N_{\text{obs}} = 0$ ,  $P(N_{\text{obs}}|n) = \exp^{-n}$ .

Dans notre cas, nous sommes intéressés par la définition d'une valeur  $N_K$  permettant de rejeter les modèles testés. Celle-ci est définie par l'inégalité suivante:

$$\int_0^{+\infty} dn \left[ \exp^{-n} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \frac{-(n-N_K)^2}{2\sigma^2} \right] \leq 1 - \alpha, \quad (6.7)$$

où  $\alpha = 90, 95, \dots\%$  dépend du niveau de confiance désiré.

Pour l'écart-type  $\sigma = 0.4N_{\text{exp}}$  choisi ici, ce calcul permet d'obtenir  $N_K^{90} = 2.87$  et  $N_K^{95} = 4.15$ .

Dans la suite, les modèles pour lesquels  $N_{\text{exp}} > N_K^{90}$  ( $N_K^{95}$ ) seront rejetés à 90% (95%) de niveau de confiance.

Pour ce calcul, nous avons fait le choix d'utiliser une méthode Bayésienne, qui nous permet d'implémenter de manière très simple l'erreur systématique. Dans le cadre d'une approche fréquentiste, il est moins évident de savoir comment ces erreurs doivent être prises en compte.

### 6.3.2 Contraintes sur la section efficace neutrino

Nous pouvons maintenant appliquer la méthode présentée ci-dessus pour contraindre les sections efficaces d'interaction du neutrino avec les nucléons. S'il est possible d'effectuer une telle étude, visant à contraindre la section efficace en fonction du nombre d'événements détectés, c'est simplement parce que la valeur des sections efficaces du neutrino est extrêmement faible. Ainsi, le nombre d'événements détectés est directement proportionnel à la valeur de cette dernière.

A l'observatoire Pierre Auger, nous sommes sensibles uniquement à la section efficace pour des  $E_\nu$  entre  $10^{17}$  et  $10^{20}$  eV.

Si on considère l'expression 6.3 de l'exposition du SD aux neutrinos descendants, on voit que celle-ci peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{E}(E_\nu) = \sigma_{\text{CC}}(E_\nu) \times \mathcal{A}_{\text{CC}} + \sigma_{\text{NC}}(E_\nu) \times \mathcal{A}_{\text{NC}}, \quad (6.8)$$

où

$$\mathcal{A}_i = 2\pi N_A A \int dt \int d\theta \int_0^\infty dX \sin\theta \cos\theta \times \epsilon_i(\theta, X), \quad (6.9)$$

avec  $i = (\text{CC}, \text{NC})$ .

Connaissant les sections efficaces courant neutre et courant chargé, on peut alors calculer le nombre d'événements  $N_{\text{exp}} = \int dE_\nu \Phi(E_\nu) \mathcal{E}(E_\nu)$ . L'expression de l'exposition donnée ci-dessus permet de séparer les contributions des deux interactions différentes, et de contraindre directement chacune des sections efficaces correspondantes.

La prochaine étape consiste à choisir les modèles de sections efficaces que l'on souhaite tester.

Le cas le plus simple que l'on puisse étudier consiste simplement à considérer que les sections efficaces à tester sont de la forme  $\sigma_i(E_\nu) = \alpha_i \times \sigma_i^0(E_\nu)$ , où  $\sigma_i^0(E_\nu)$  représente la valeur standard de la section efficace et  $\alpha_i$  est un nombre réel. On fait ici l'hypothèse que la dépendance en  $E_\nu$  de la section efficace est la même que dans le cas standard, ce qui n'est pas évident a priori, et même peu probable. Toutefois, cette approximation nous permet d'estimer de manière simple différents ordres de grandeur de sections efficaces et de déterminer si ceux-ci sont permis ou non. Connaissant le nombre d'événements  $N_{\text{exp}}^0 = N_{\text{CC}} + N_{\text{NC}}$  attendus dans le cas classique, où  $N_{\text{CC}}$  et  $N_{\text{NC}}$  désignent les contributions des interactions CC et NC respectivement, il est alors facile d'évaluer le  $N_{\text{exp}}(\alpha_{\text{CC}}, \alpha_{\text{NC}}) = \alpha_{\text{CC}} \times N_{\text{CC}} + \alpha_{\text{NC}} \times N_{\text{NC}}$ , qu'il nous suffit ensuite de comparer avec les nombres d'événements moyens  $N_K^i$  calculés précédemment.

Compte-tenu du faible nombre de données que nous possédons pour le moment ( $\sim 0.8$  an), il est évident que nous ne pouvons pas encore apporter de contraintes fortes, à part pour les valeurs de sections efficaces les plus extrêmes, bien loin du cas standard. Pour cette raison, nous avons également effectué ce calcul pour 5 et 10 ans de données du réseau de surface complet, afin de donner une idée des contraintes que l'on pourrait apporter sur le long terme, sous l'hypothèse qu'aucun neutrino ne soit détecté.

Sur la figure 6.19, nous avons représenté le plan  $\log_{10}(\alpha_{\text{CC}}) - \log_{10}(\alpha_{\text{NC}})$ . Les différentes zones colorées représentent les valeurs rejetées à 90% de niveau de confiance, pour les trois ensembles de données considérés, de droite à gauche : zone d'exclusion pour les données actuelles, zone supplémentaire pour 5 ans de données et pour 10 ans de données. La zone claire correspond au domaine autorisé. La figure de gauche correspond au résultat obtenu en utilisant le flux de

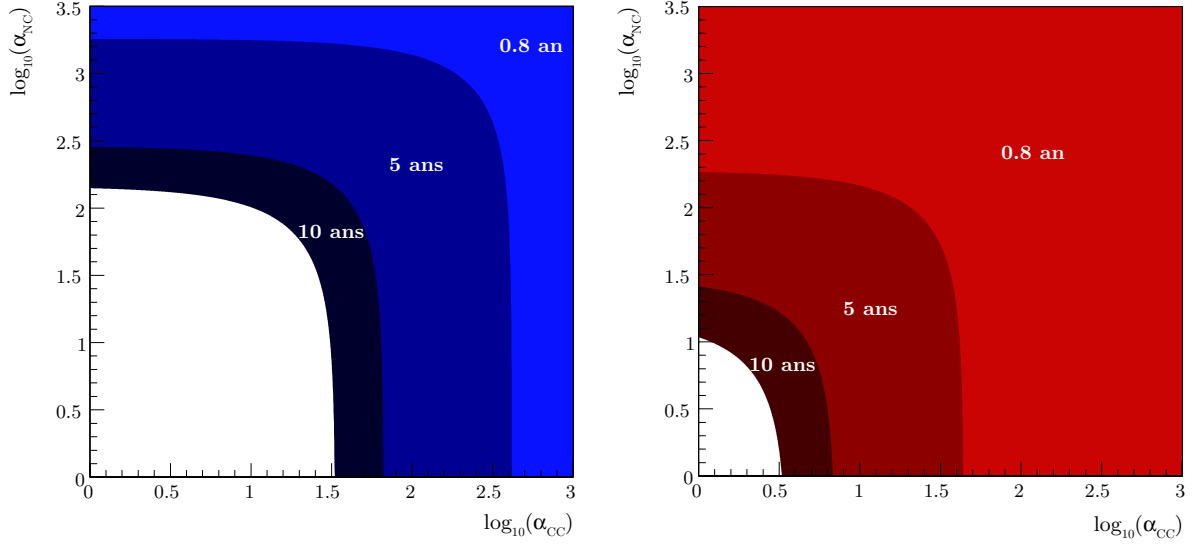


FIG. 6.19 – Gauche : Domaine interdit dans le plan  $\log_{10}(\alpha_{CC}) - \log_{10}(\alpha_{NC})$ , pour (de droite à gauche) l'ensemble de données actuel, 5 ans de données du SD et 10 ans de données. La zone claire représente le domaine autorisé. Le calcul a été effectué en utilisant le flux de neutrinos  $\Phi_{\min}$ . Droite : Idem, mais pour un flux incident  $\Phi_{\max}$ .

neutrinos  $\Phi_{\min}$ , présenté figure 6.18; la figure de droite correspondant au domaine rejeté pour un flux  $\Phi_{\max}$ .

Comme on pouvait s'y attendre, les données actuelles ne permettent de contraindre que les valeurs les plus extrêmes des sections efficaces, surtout dans le cas du flux minimal de neutrinos GZK. Le nombre d'événements attendus augmentant avec l'acceptance, les contraintes que l'on peut mettre deviennent meilleures avec l'acquisition de nouvelles données.

Si l'on considère que le flux  $\Phi_{\min}$  utilisé représente réellement une estimation précise du flux minimum de neutrinos attendu, alors pour le moment, le seul domaine véritablement contraint est celui correspondant à l'ensemble de données actuel, sur la figure de gauche. Au bout de 5 ans de prises de données, on pourrait contraindre des sections efficaces CC  $\sim 50$  fois plus grandes que les valeurs standards, et des sections efficaces NC d'un peu plus de 2 ordres de grandeur plus élevées. Dans le cas d'un flux plus important, on pourrait au bout de 5 ans rejeter des valeurs de sections efficaces moins d'un ordre de grandeur au dessus des sections efficaces standards.

Dans le cas de flux optimistes, on pourrait même envisager sur le très long terme être sensible aux sections efficaces du même ordre de grandeur que les sections efficaces standards, et espérer apporter ainsi des informations sur le comportement de celles-ci dans le cas du modèle standard (lié au comportement à très petits  $x$  des fonctions de distribution de partons).

Dans le cas général, la section efficace n'a aucune raison de posséder la même forme que la section efficace standard. Pour une analyse précise, il faut donc considérer une expression de section efficace dans le cadre d'un modèle donné, de laquelle on déduit l'acceptance, puis le nombre moyen d'événements attendus, qui nous permet de contraindre le modèle.

Toutefois, les résultats obtenus donnent tout de même une bonne idée des contraintes que l'on est capable d'apporter pour des extensions du modèle standard prédisant l'existence de bosons



$Z'$  et  $W'$ . Dans ce cas, en plus des interactions courant chargé  $\sigma_{CC}^W$ , véhiculée par les bosons  $W^\pm$  classiques, et courant neutre  $\sigma_{NC}^Z$ , véhiculée par le  $Z^0$ , le neutrino possède également deux nouvelles interactions, de sections efficaces  $\sigma^{W'}$  et  $\sigma^{Z'}$ . Dans ce cas, on peut définir les sections efficaces d'interaction totales suivantes :

$$\begin{aligned}\sigma_{CC} &= \sigma_{CC}^W + \sigma^{W'} = \alpha_{CC} \times \sigma_{CC}^W \\ \sigma_{NC} &= \sigma_{NC}^Z + \sigma^{Z'} = \alpha_{NC} \times \sigma_{NC}^Z,\end{aligned}\tag{6.10}$$

pour lesquelles les contraintes présentées ci-dessus peuvent être utiles.

Il n'existe pas un unique boson  $Z'$  ou un unique boson  $W'$ . Ces deux appellations regroupent ainsi un ensemble de bosons prédits dans des types de modèles très différents, possédant par conséquent des couplages avec la matière qui ne se comportent pas de la même manière. On ne doit donc pas parler du boson  $Z'$  ou du boson  $W'$ , mais des  $Z'$  et des  $W'$ . Le seul point commun entre ces particules est qu'elles sont massives, de spin 1, de charge  $\pm 1$  dans le cas des  $W'$  et électriquement neutres pour les  $Z'$ .

Pour apporter des contraintes, il faut donc se placer dans une extension du modèle standard donnée, et dans un modèle donné, qui prédit une augmentation non négligeable des sections efficaces d'interaction du neutrino.

Il existe un très grand nombre de théories au-delà du modèle standard qui introduisent de nouveaux bosons massifs, comme la supersymétrie, qui introduit une nouvelle symétrie entre bosons et fermions; les théories de brisure dynamique de la symétrie électrofaible comme la technicouleur, inspirée de la QCD; les théories prédisant l'existence de dimensions supplémentaires; ou encore les théories de grande unification, qui tentent d'unifier les forces fondamentales à l'intérieur d'un unique groupe de jauge, dont la brisure de symétrie fait alors apparaître le groupe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  du modèle standard, ainsi que d'autres groupes de jauge, correspondant à de nouvelles interactions véhiculées par de nouveaux bosons.

La manière la plus simple d'étendre la structure de jauge du modèle standard est d'inclure un nouveau groupe  $U(1)$ . Celui-ci implique alors l'existence d'un nouveau boson  $Z'$  seul. L'utilisation d'un groupe  $SU(2)$  implique elle aussi l'existence d'un boson  $Z'$ , mais également d'un doublet de bosons  $W'$ .

Dans le premier cas, les contraintes sont plus faciles à extraire, car il n'existe alors qu'une particule supplémentaire qui contribue à l'augmentation de la section efficace. Malheureusement ce cas correspond au moins favorable pour notre expérience, c'est à dire une augmentation du nombre d'interaction par courant neutre uniquement. Il serait tout de même possible d'appliquer des contraintes sur les modèles prédisant des augmentations de plus de deux ordres de grandeur.

Toutefois, ce cas correspond également à celui pour lesquels les contraintes existantes sont les plus fortes [169]. A ce jour, les meilleures contraintes correspondent au modèle  $B - xL$ , dont les caractéristiques sont données dans la référence précédente. Le calcul exact des sections efficaces de diffusion profondément inélastique neutrino – nucléon pour ce modèle particulier nous a ainsi permis de voir qu'il était effectivement possible d'apporter des contraintes sur certaines régions de l'espace des paramètres, mais que malheureusement celles-ci correspondaient à des zones déjà exclues.

En comparaison avec le cas précédent, celui des modèles prédisant également l'existence de nouveaux bosons chargés est beaucoup moins clair. Il existe à l'heure actuelle très peu de contraintes

expérimentales sur la masse ou les couplages de telles particules, les contraintes existantes étant beaucoup moins strictes que dans le cas du  $Z'$ . C'est donc pour ce genre de modèles que l'on pourrait apporter les informations les plus utiles.

On se situe alors dans le cas le plus favorable, avec une augmentation des sections efficaces courant chargé et courant neutre. Il existe d'ailleurs des théories pour lesquelles on a l'apparition de plusieurs doublets de nouveaux bosons chargés, qui peuvent donc contribuer également à l'augmentation de la probabilité d'interaction totale du neutrino, bien que l'analyse soit alors plus compliquée.

De plus, dans le cas du  $W'$ , en plus des sections efficaces CC et NC, on doit également considérer l'existence d'une section efficace résonnante, mettant en jeu l'interaction d'un antineutrino électronique, correspondant approximativement à 1/9 du flux de neutrinos cosmogéniques attendus, avec un électron de la matière. Cette interaction est similaire à la résonance de Glashow  $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow W^- \rightarrow \dots$ , qui apparaît à plus basse énergie.

L'énergie d'une telle résonance peut s'écrire en fonction de la masse du  $W'$  comme :  $E_R = M_{W'}^2/2m_e$ . Un nouveau boson chargé de 1 TeV impliquerait ainsi l'existence d'une résonance aux alentours de  $10^{18}$  eV, qui correspond exactement au domaine d'énergie accessible dans notre cas. En fonction des canaux de désintégration de ce nouveau boson, une telle résonance pourrait se traduire par un accroissement non négligeable de la probabilité d'interaction.

Nous pensons qu'une telle étude pourrait constituer une nouvelle source d'informations particulièrement utiles sur les différentes extensions du modèle standard existantes. Nous n'avons malheureusement pas pu rentrer en détail dans les différents modèles existants. Toutefois, un tel travail est nécessaire afin de caractériser les différentes interactions du neutrino, et de pouvoir juger du potentiel de l'observatoire Pierre Auger pour une telle étude.

Une analyse détaillée passe aussi par une véritable estimation des erreurs systématiques, afin d'obtenir une procédure de réjection la plus solide possible. Mais la première inconnue de ce travail reste le flux de neutrinos cosmogéniques que l'on utilise comme paramètre d'entrée. Toutefois, les contraintes les plus intéressantes nécessiteront sûrement plusieurs années de données, afin d'obtenir une exposition suffisamment grande. On peut ainsi penser que les nouvelles données acquises durant cette période pourront également permettre de contraindre de manière plus sévère les différents modèles cosmologiques de production du rayonnement cosmique, et de diminuer ainsi les incertitudes sur les flux de neutrinos attendus.

Nous faisons également l'hypothèse que le développement des gerbes n'est pas modifié par la nouvelle physique que l'on souhaite tester, ce qui est justifié par le fait que la majeure partie du développement de la gerbe est dictée par des phénomènes de relativement basse énergie comparée à celle du primaire, pour lesquels cette nouvelle physique n'apparaît pas. En moyenne, le développement de la gerbe doit donc être le même que dans le cas standard.

Une telle étude est tout à fait envisageable dans le cas des neutrinos tau montants. Toutefois, celle-ci fait intervenir une description de la propagation dans la terre pour laquelle l'impact de l'inclusion de nouvelle physique doit être étudié en détail, ce qui nécessite un peu plus de travail. Contrairement aux neutrinos descendants, une augmentation de la section efficace courant neutre serait par exemple pénalisante dans le cas des neutrinos montants, car celle-ci joue le rôle d'un phénomène de perte d'énergie.

## Résumé

Dans ce chapitre nous avons présenté la deuxième méthode de détection de neutrinos de ultra haute énergie à l'observatoire Pierre Auger, celle des neutrinos descendants. Bien que ce type d'étude semble à priori plus simple, comparé au cas des neutrinos montants, ce n'est en fait pas le cas. En effet, si ce deuxième canal présente l'avantage d'être beaucoup plus direct que celui présenté dans le chapitre précédent, il présente tout de même une difficulté non-négligeable, celle du critère de sélection. En effet, on peut ici avoir accès à des angles zénithaux proches de  $75^\circ$ , qui correspondent à la limite de discrimination entre des gerbes de protons et de neutrinos, ce qui a pour effet d'augmenter de manière significative le risque de contamination. La sélection doit donc être plus sévère et est par conséquent plus compliquée à établir.

La procédure de sélection présentée dans le début de ce chapitre permet de rejeter tous les événements classiques de type proton. Toutefois, pour assurer la robustesse de cette dernière, nous avons décidé de nous restreindre aux angles supérieurs à  $80^\circ$ . Ce choix, également adopté dans les autres critères de sélection développés à travers la collaboration, limite le risque de contamination au détriment de l'acceptance totale. Heureusement, la méthode du discriminant de Fisher a finalement permis de définir un critère plus solide que ceux précédemment testés, permettant d'ouvrir l'acceptance jusqu'à  $75^\circ$ .

Ce critère, appliqué aux données collectées entre Novembre 2007 et Février 2009, n'a malheureusement pas permis de détecter de neutrinos de ultra haute énergie. Les données ont toutefois pu être utilisées pour obtenir une seconde limite sur le flux diffus de neutrinos attendu sur Terre.

Dans la fin de ce chapitre, nous avons également présenté une étude préliminaire, visant à contraindre les sections efficaces d'interaction du neutrino à très haute énergie. Nous pensons que ce type d'étude pourrait permettre d'obtenir des informations intéressantes sur certains modèles au-delà du modèle standard, ou même, dans le cas de flux de neutrinos un peu plus optimistes, sur les valeurs des sections efficaces classiques. Toutefois, une telle étude nécessiterait une exposition totale très importante, correspondant à plus de 10 ans de prise de données du réseau de surface du site Sud de l'observatoire Pierre Auger, pour pouvoir contraindre les sections efficaces les plus faibles. Dans ce cadre, l'addition des données du réseau de surface d'Auger Nord serait un atout considérable, d'autant que celui-ci devrait posséder une surface de collection encore plus grande que celle du site actuel.

De manière générale, pour les flux les plus pessimistes, la détection de neutrinos de ultra haute énergie sera une tâche extrêmement difficile. Pour le flux minimal considéré dans cette fin de chapitre, la détection de l'un de ces neutrinos avec la configuration actuelle de l'observatoire Pierre Auger (site Sud seul) nécessiterait un siècle de prise de données. Il n'existe toutefois aucune raison de penser que ce soit effectivement le cas. De plus, l'estimation donnée ne prend en compte que le flux de neutrinos cosmogéniques, et néglige la contribution que pourraient apporter les sources individuelles de neutrinos.

Ceci clôt notre discussion sur les neutrinos descendants, ainsi que sur le travail développé durant notre thèse.

# Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse fait parti des différentes études entreprises par l'observatoire Pierre Auger qui cherche à apporter une solution aux nombreuses questions encore sans réponses qui existent à l'heure actuelle sur le rayonnement cosmique. Au moment d'écrire ces dernières lignes, seul le site Sud de l'observatoire a été achevé, depuis un peu moins d'un an, mais ce dernier a déjà apporté plusieurs contributions majeures, notamment sur la question des sources des rayons cosmiques ou encore du spectre à ultra haute énergie. Et, parmi ces différents travaux, celui qui nous concerne directement est l'étude des neutrinos de ultra haute énergie menée depuis le début de la construction du site Sud et qui a donné lieu à deux publications.

Tout comme pour le rayonnement cosmique classique, voire même plus, le domaine des neutrinos de ultra haute énergie est encore pour le moment rempli de mystères. En effet, si l'étude des particules primaires habituelles n'est déjà pas chose facile, principalement en raison du flux extrêmement faible que l'on observe aux plus hautes énergies, celle des neutrinos doit également composer avec une difficulté supplémentaire, inhérente à la nature des ces particules, celle de leur probabilité d'interaction, qui rend toute tentative de détection extrêmement ardue. C'est pourtant également cette propriété qui constitue l'un des plus grands intérêts de l'étude de telles particules puisqu'il en résulte que ce sont les seuls messagers astrophysiques à pouvoir atteindre la Terre sans aucune altération.

La plus grande inconnue des études sur les neutrinos de ultra haute énergie reste pour le moment la question des flux attendus sur Terre. En effet, bien que l'on puisse avoir la quasi-certitude qu'il existe un flux de neutrinos, et ce dès lors que les rayons cosmiques de ultra haute énergie sont des hadrons, il n'est pas possible pour le moment d'obtenir une estimation précise de ce dernier, principalement à cause des incertitudes qui subsistent sur les sources ou les mécanismes de création des rayons cosmiques classiques.

Comme on l'a vu, l'observatoire Pierre Auger, bien qu'il n'ait pas été conçu pour l'étude des neutrinos de ultra haute énergie, peut tout de même apporter des informations intéressantes à ce sujet, pour les énergies supérieures à  $10^{17}$  eV. Nous avons ainsi décrit les deux canaux de détection possibles pour le réseau de surface de l'observatoire, à savoir l'étude des neutrinos tauXS montants, qui traversent la croûte terrestre sur de faibles épaisseurs, ou celle des neutrinos descendants, qui interagissent directement avec l'atmosphère.

Dans le premier cas, nous avons travaillé essentiellement sur la description de la propagation des  $\nu_\tau$  dans la roche en développant une simulation complète du phénomène considéré. Un tel travail est en effet nécessaire pour l'évaluation de la probabilité de conversion  $\nu_\tau \rightarrow \tau$ , indispensable pour le calcul de l'exposition totale du détecteur, qui a permis à la collaboration d'obtenir une limite sur le flux de  $\nu_\tau$  entre  $2 \times 10^{17}$  et  $2 \times 10^{19}$  eV, qui représente à l'heure actuelle la meilleure contrainte dans ce domaine d'énergie.

Parallèlement à ce travail, la simulation développée nous a également permis d'étudier de manière détaillée certains effets liés à la propagation des neutrinos et des leptons  $\tau$  dans la Terre,

à savoir l'implémentation des pertes d'énergie du tau ou l'effet des régénérations multiples du neutrino à travers la désintégration du tau ou son interaction par courant chargé, qui dans certains cas peuvent avoir un effet important sur les résultats d'une telle simulation.

Dans le cas des neutrinos descendants, nous nous sommes cette fois attelé au problème du critère de sélection. Ce dernier a été défini à partir de la comparaison de gerbes de neutrinos, simulées à partir du code de simulation CORSIKA, avec une partie des événements réels. La sélection obtenue, pour laquelle nous avons choisi d'explorer des variables non utilisées jusqu'alors, afin de tester leur pouvoir discriminant, n'a pas permis de mettre en évidence de neutrino parmi les données collectées jusqu'en Février 2009. Toutefois, pour cette dernière la réjection du bruit passe par l'exclusion des angles inférieurs à  $80^\circ$ , ce qui se traduit malheureusement par une diminution de l'acceptance totale. Ce problème a pu être réglé dans la version finale du critère adopté par la collaboration, basé sur une méthode plus complexe permettant une meilleure réjection des événements classiques. Ce dernier n'a cependant pas permis de déceler la présence de neutrinos parmi les événements collectés par le réseau de surface. Les données ont ainsi été utilisées pour obtenir une limite analogue à celle obtenue dans la première analyse.

Nous avons finalement présenté une analyse préliminaire visant à contraindre la section efficace d'interaction du neutrino au-delà de  $10^{17}$  eV. Celle-ci nécessite de faire une hypothèse sur le flux de neutrinos de ultra haute énergie attendu sur Terre. Ainsi, les résultats varient beaucoup d'une hypothèse à une autre. Nous avons pu montrer que pour les flux les plus pessimistes, seules les sections efficaces les plus extrêmes peuvent être testées. Dit d'une autre manière, cela signifie que pour les sections efficaces standards, la détection de flux de cet ordre de grandeur est très peu probable. Pour des flux plus optimistes, on pourrait avoir accès aux sections efficaces les plus faibles, mais toujours pour des temps d'exposition très grands, de plus d'une dizaine d'années.

Ce dernier point illustre bien l'état actuel de la physique des neutrinos de ultra haute énergie. Il est malheureusement impossible pour le moment d'être sûr que les dispositifs expérimentaux en développement seront réellement capables un jour de détecter des neutrinos de ultra haute énergie. Dans les cas les plus pessimistes, la détection d'un neutrino par an en moyenne nécessiterait dans le cas d'Auger un réseau de surface d'une surface 100 fois supérieure au réseau actuel, ce qui est difficilement envisageable. Nous ne pensons toutefois pas que la recherche de telles particules doive être suspendue. Celles-ci présentent en effet un intérêt extrêmement important pour la physique du rayonnement cosmique qui justifie à lui seul les efforts mis en oeuvre, malgré l'incertitude sur la faisabilité d'une telle étude. De plus, la non-détection de neutrinos, pour plusieurs années de prise de données, serait déjà à elle seule une information très intéressante qui permettrait de contraindre de manière solide les nombreux modèles cosmologiques de production du rayonnement cosmique.

# Bibliographie

- [1] T. Stanev, High Energy Cosmic rays, Springer (2004).
- [2] C. Amsler et al., Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [3] O. Adriani *et al.*, PAMELA collaboration, Nature **458**, 607 (2009).
- [4] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990).
- [5] B. Peters, Nuovo Cimento **XXII**, 800 (1961).
- [6] T. Antony *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **513**, 490 (2003).
- [7] V. Berezhinski, A. Gazizov and S. Grigoreva, Phys. Rev. D **74**, 043005 (2006).
- [8] V. L. Ginzburg et S. I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [9] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [10] G. F. Drimsky, Dokl. Akad. Nauk. SSR **234**, 1306 (1977).
- [11] W. I. Axford, E. Leer et G. Skadron, Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgarie, **11**, 132 (1977).
- [12] A. R. Bell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **182**, 147 (1978).
- [13] R. D. Blanford et J. P. Ostriker, Astrophys. J. Lett. **221**, L29 (1978).
- [14] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984).
- [15] P. Bhattacharjee et G. Sigl, Phys. Reports **327**, 109 (2000).
- [16] C. T. Hill, Nucl. Phys. B **224**, 469 (1983).
- [17] M. G. Hauser et E. Dwek, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **39**, 249 (2001).
- [18] K. Greisen, Phys. Rev. Lett **16**, 748 (1966).
- [19] G. T. Zatsepin et V. A. Kuzmin, JETP Lett. **4**, 78 (1966).
- [20] A. Mucke, R. Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe et T. Stanev, Comput. Phys. Commun. **124**, 290 (2000).
- [21] T. Stanev, Comptes Rendus Phys., **5**, 453 (2004).
- [22] J. L. Puget, F. W. Stecker, et J. H. Bredekamp, Astrophys. J. **205** 638 (1976).
- [23] E. Khan *et al.*, Astropart. Phys. **23**, 191 (2005).
- [24] V. S. Berezhinski et S. I. Grigorieva, Astron. & Astrophys. **199**, 1 (1988); V. S. Berezhinski, A. Z. Gazizov et S. I. Grigorieva, Phys. Lett. B **612**, 147 (2005).
- [25] J. W. Cronin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **138**, 465 (2005).

- [26] S. Zaroubi et J. Sik, MNRAS **360**, L64 (2005).
- [27] R. T. Schilizzi, The Square Kilometre Array, Proc. of SPIE Conf. on Astron0 Tel. and Inst., Juin 2004.
- [28] E. S. Seo *et al.*, Proc. 30th ICRC, Merida, Mexico, **2**, 47 (2007).
- [29] H. S. Ahn *et al.*, arXiv:0808.1718v1 [astro-ph] (2008).
- [30] J. Boyer *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **482**, 457 (2002).
- [31] M. Fukushima, Progress Th. Phys. Suppl. **151**, 206 (2003).
- [32] H. Ohoka *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **385**, 268 (1996).
- [33] G. B. Thompson for the HiRes collaboration, arXiv:astro-ph/0609403.
- [34] S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **151**, 143 (2006).
- [35] S. Ostapchenko, Phys. Lett. B **636**, 40 (2006).
- [36] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D **50**, 5710 (1994).
- [37] K. Werner, F. M. Liu and T. Pierog, Phys. Rev. C **74**, 044902 (2006).
- [38] T. Pierog and K. Werner, Proc. 30<sup>th</sup> ICRC, Mérida, Mexico, **4**, 629 (2007).
- [39] H. H. Mielke *et al.*, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **20**, 637 (1994).
- [40] G. B. Yodh *et al.*, Phys. Rev D **27**, 1183 (1983).
- [41] O. Adriani *et al.*, The LHCf Collaboration, JINST **3**, S08006 (2008).
- [42] R. M. Sternheimer, M. J. Berger and S. M. Seltzer, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **30**, 261 (1984).
- [43] G. Z. Molière, Z. Naturforsch. **2a**, 133 (1947); Z. Naturforsch. **3**, 78 (1948).
- [44] <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/magfield.shtml>.
- [45] H. Fesefeldt, Report **PYTHIA-85/02**, RWTH Aachen (1985).
- [46] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, FLUKA: a multi-particle transport code, CERN-2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773 (2005); G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A. Ferrari, S. Roesler, A. Fasso, J. Ranft, Proc. Hadronic Shower Simulation Workshop, AIP Conf. Proc. **896**, 31 (2007).
- [47] L. D. Landau and I. J. Pomeranchuk, Dok. Akad. Nauk. SSSR **92**, 535 (1953).
- [48] A. B. Migdal, Phys. Rev. **103**, 1811 (1956).
- [49] C. L. Pryke, Astropart. Phys. **14**, 319 (2001).
- [50] T. K. Gaisser and A. M. Hillas, Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria, **8**, 353 (1977).
- [51] F. Cohen, Simulation de gerbes atmosphériques aux énergies de l'observatoire Pierre Auger et fonction de distribution latérale, Phd. Thesis (2003).
- [52] A. Cillis and S. J. Sciutto, arXiv:astro-ph/9908002v2 (1999).
- [53] X. Bertou, L'observatoire Pierre Auger, Vers la détection de photons et neutrinos à ultra haute énergie?, Phd. Thesis (2001).
- [54] S. J. Sciutto, Aires A system for air shower simulations, <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires> (1998).

- [55] D. Heck *et al.*, Report FZKA 6019 (1998).
- [56] T. Bergmann *et al.*, *Astropart. Phys.* **26**, 420 (2007); T. Pierog *et al.*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **151**, 159 (2006).
- [57] H. J. Drescher and G. R. Farrar, *Phys. Rev. D* **67**, 116001 (2003).
- [58] A. M. Hillas, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **52B**, 29 (1997).
- [59] M. Kobal *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Astropart. Phys.* **15**, 259 (2001).
- [60] M. Risse and D. Heck, Internal note GAP-2002-043, not published (2002).
- [61] P. Da Silva, A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'observatoire Pierre Auger, Phd. Thesis (2005).
- [62] J. Abraham *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A* **523**, 50 (2004).
- [63] J. Abraham *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **523**, 50 (2004).
- [64] M. Risse, arXiv:astro-ph/0402300v1 (2004).
- [65] P. Bauleo *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **8**, 5 (2005).
- [66] C. Aramo *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **8**, 101 (2005).
- [67] R. Cester *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **8**, 347 (2005).
- [68] J. Blümer *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 123 (2005).
- [69] A. Schmidt *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A* **601**, 347 (2009).
- [70] T. Suomijarvi, Pierre Auger collaboration, *Proc. 27th ICRC*, Hamburg, Germany, **1**, 756 (2001).
- [71] X. Bertou *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **568**, 839 (2006).
- [72] P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth: Researcher's Reference Manual and Data Book*, Elsevier (2001).
- [73] M. Aglietta *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 279 (2005).
- [74] D. Allard *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 287 (2005).
- [75] L. Perrone *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 30th ICRC*, Mérida, Mexico, **4**, 237 (2007).
- [76] B. Dawson *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 30th ICRC*, Mérida, Mexico, **4**, 425 (2007).
- [77] P. Sommers, *Astropart. Phys.* **3**, 349 (1995).
- [78] C. Bonifazi *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 17 (2005).
- [79] D. F. Nitz, Prospects for measuring composition near the knee using a ground array, presented at « Over the Knee » workshop in the 1994 Snowmass Conference on Astrophysics for the Next Millenium.
- [80] D. Allard *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 71 (2005).
- [81] D. Newton, J. Knapp and A. A. Watson, *Astropart. Phys.* **26**, 414 (2007).
- [82] D. Barnhill *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 29th ICRC*, Pune, India, **7**, 291 (2005).
- [83] N. Busca, The ultra high energy cosmic ray flux from the southern Pierre Auger data, Phd. Thesis (2006).
- [84] M. Roth *et al.*, Pierre Auger collaboration, *Proc. 30th ICRC*, Mérida, Mexico, **4**, 327 (2007).



- [85] C. Di Giulio *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2189v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [86] L. Perrone *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 30th ICRC, Mérida, Mexico, **4**, 331 (2007).
- [87] D. Newton *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 30th ICRC, Mérida, Mexico, **4**, 323 (2007).
- [88] R. A. Vásquez, *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2189v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [89] M. Ave, R. A. Vásquez and E. Zas, Astropart. Phys **14**, 91 (2000).
- [90] F. Schüssler *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2189v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [91] [http://www.auger.org/technical\\_info/spectrum2008/](http://www.auger.org/technical_info/spectrum2008/).
- [92] T. Yamamoto *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 30th ICRC, Mérida, Mexico, **4**, 335 (2007).
- [93] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Phys. Rev. Lett. **101**, 061101 (2008).
- [94] J. D. Hague *et al.*, Astropart. Phys. **27**, 455 (2007).
- [95] R. U. Abbasi *et al.*, The Hires collaboration, Phys. Rev. Lett **100**, 101101 (2008).
- [96] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Science **318**, 939 (2007).
- [97] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Astropart. Phys. **29**, 188 (2008).
- [98] M. P. Veron-Cetty and P. Veron, Astron. & Astrophys. **455**, 773 (2006).
- [99] J. D. Hague *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2347v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [100] P. Homola *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2347v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [101] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Astropart. Phys. **29**, 243 (2008).
- [102] M. Platino *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2354v2 [astro-ph.IM] (2009).
- [103] M. Kleifges *et al.*, Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, To be published, arXiv:0906.2354v2 [astro-ph.IM] (2009).
- [104] B. Pontecorvo, Sov. Phys - JETP **26**, 989 (1967).
- [105] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
- [106] K. S. Hirata *et al.* [Kamiokande Collaboration], Phys. Lett. B **280**, 146 (1992).
- [107] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [108] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports **427**, 257 (2006).
- [109] B. Kayser, Phys. Rev. D **24**, 110 (1981); F. Boehm and P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, Cambridge University Press, Cambridge, 87 (1987); C. Giunti, C. Kim, and U. Lee, Phys. Rev. D **44**, 3635 (1991); J. Rich, Phys. Rev. D **48**, 4318 (1993); H. Lipkin, Phys. Lett. B **348**, 604 (1995); W. Grimus and P. Stockinger, Phys. Rev. D **54**, 3414 (1996); T. Goldman, hep-ph/9604357; Y. Grossman and H. Lipkin, Phys. Rev. D **55**, 2760 (1997); C. Giunti and C. Kim, Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics, Oxford University Press, Oxford, 283 (2007).

- [110] B. Kayser, Neutrino Mixing, C. Amsler et al., Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [111] V. Aynutdinov *et al.* [Baikal Collaboration], Nucl. Instr. Meth. A **567**, 433 (2006).
- [112] I. Amore [NEMO Collaboration], Int. J. Mod. Phys. A **22**, 3509 (2007).
- [113] G. Aggouras *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **552**, 420 (2005).
- [114] J. Carr *et al.* [ANTARES Collaboration], Nucl. Instr. Meth. A **567**, 428 (2006).
- [115] E. Andres *et al.* [AMANDA Collaboration], Astropart. Phys. **13**, 1 (2000).
- [116] A. Karle *et al.* [IceCube Collaboration], Nucl. Instr. Meth. A **567**, 438 (2006).
- [117] S. W. Barwick *et al.* [ANITA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 171101 (2006).
- [118] P. A. Rapidis, for the KM3NeT consortium, arXiv:0803.2478v1 [astro-ph].
- [119] F. Aharonian *et al.*, HESS collaboration, Astron. Astrophys. **464**, 235 (2007).
- [120] T. Stanev, arXiv:0511641v2 [astro-ph] (2005).
- [121] R. C. Hartman *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **123-1**, 202 (1999).
- [122] E. Waxman and J. Bahcall, Phys. Rev. D **59**, 023002 (1998).
- [123] K. Mannheim, R. J. Protheroe and J. P. Rachen, Phys. Rev. D **63**, 023003 (2001).
- [124] F. Halzen and A. Ó Murchadha, arXiv:0802.0887v2 [astro-ph] (2008).
- [125] J. K. Becker and P. L. Biermann, Astropart. Phys. **31**, 138 (2009).
- [126] V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin, Phys. Lett. **28B**, 423 (1979).
- [127] F. W. Stecker, Astroph. Space Sci. **23**, 47 (1973).
- [128] R. Engel, D. Seckel and T. Stanev, Phys. Rev. D **64**, 093010 (2001).
- [129] D. Allard *et al.*, JCAP **0609**, 005 (2006).
- [130] T. Stanev and D. Di Marco, Phys. Rev. D **73**, 043003 (2006).
- [131] T. Stanev, Nucl. Instr. Meth. A **588**, 215 (2008).
- [132] M. Schmidt, Astroph. J. **137**, 758 (1963).
- [133] D. Fargion, Astrophys. J. **570**, 909 (2002).
- [134] A. Letessier-Selvon, AIP Conf. Proc. **566**, 157 (2000).
- [135] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic, Phys. Rev. D **58**, 093009 (1998).
- [136] J. Pumplin *et al.*, JHEP **0207**, 012 (2002).
- [137] M. Glück, P. Jimenez-Delgado and E. Reya, Eur. Phys. J. C **53**, 355 (2008).
- [138] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne and G. Watt, arXiv:0901.0002v2 [hep-ph] (2009).
- [139] M.R. Whalley, D. Bourilkov, R.C. Group, arXiv:0508110 [hep-ph] (2005);  
<http://hepforge.cedar.ac.uk/lhapdf/>.
- [140] M. H. Reno, arXiv:0410109 [hep-ph] (2004).
- [141] T. Hahn, Comput. Phys. Commun. **168**, 78 (2005).
- [142] C. H. Albright and C. Jarlskog, Nucl. Phys. B **84**, 467 (1975).
- [143] K. Hagiwara *et al.*, arXiv:0305324v3 [hep-ph].
- [144] A. A. Petrukhin et V. V. Shestakov, Can. J. Phys. **46**, S377 (1968).

- [145] R. P. Kokoulin et A. A. Petrukhin, Proc. of the 12<sup>th</sup> ICRC, Univ. Tasmania, Australia, **6**, 2436 (1971)
- [146] S. I. Duta, M. H. Reno, I. Sarcevic et D. Seckel, Phys. Rev. D **63**, 094020 (2001).
- [147] H. Abramowicz et A. Levy, arXiv:9712415 [hep-ph] (2004).
- [148] O. Blanch Bigas, O. Deligny, K. Payet and V. Van Elewyck, Phys. Rev. D **77**, 103004 (2008).
- [149] R. Brun and F. Rademakers, Proc. AIHENP'96, Lausanne, (1996); Nucl. Inst. Meth. In Phys. Res. A **389**, 81 (1997); <http://root.cern.ch/> .
- [150] A. M. Dziewonski and D. L. Anderson, Phys. Earth. Planet. Inter. **25**, 297 (1980).
- [151] X. Bertou *et al.*, Astropart. Phys. **17**, 183 (2002).
- [152] O. Blanch Bigas, O. Deligny, K. Payet and V. Van Elewyck, Phys. Rev. D **78**, 063002 (2008).
- [153] L. A. Anchordoqui *et al.*, Phys. Rev D **74**, 043008 (2006).
- [154] S. Jadach *et al.*, Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993).
- [155] Astropart. Phys. **30**, 270 (2008).
- [156] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [157] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Phys. Rev. D **79**, 102001 (2009).
- [158] J. Abraham *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Phys. Rev. Lett. **100**, 211101 (2008).
- [159] J. Tiffenberg *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Proc. 31st ICRC, Lodz, Poland, not published yet, arXiv:0906.2347v2 [astro-ph.HE] (2009).
- [160] D. V. Semikov *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Proc. 30th ICRC, Merida, Mexico, **4**, 433 (2008).
- [161] P. Sreekumar *et al.*, The EGRET collaboration, Astrophys. J. **494**, 523 (1998); A. W. Strong, I. V. Moskalenko and O. Reimer, Astrophys. J. **613**, 956 (2004).
- [162] G. B. Gelminia, O. E. Kalashevc and D. V. Semikoz, arXiv:0506128v3 [astro-ph] (2007).
- [163] A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar, J. High Energy Phys. **01**, 075 (2008).
- [164] J. M. Levy, arXiv:0407371v2 [hep-ph].
- [165] P. Billoir, Internal note GAP-2006-072, not published.
- [166] D. Gora *et al.*, The Pierre Auger collaboration, Proc. 31th ICRC, Lodz, Poland, not published yet(2009).
- [167] R. Fisher, Ann. of Eugenics **7**, 179 (1936).
- [168] H. Wahlberg, The Pierre Auger collaboration, Proc. 31th ICRC, Lodz, Poland, not published yet(2009).
- [169] M. S. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu and T. M. P. Tait, Phys. Rev., D **70**, 093009 (2004).
- [170] J. Morel, Recherche d'une nouvelle résonance  $Z'$  dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS (chapitre 4), Phd Thesis (2008).

## Annexe A

# Effet photonucléaire

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{F_2^A(x, Q^2)}{y} \left[ 1 - y - \frac{Mxy}{2E} + \left( 1 - \frac{2m_\tau^2}{Q^2} \right) \frac{y^2}{2} \left( 1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2} \right) \right]. \quad (\text{A.1})$$

$F_2^A$  est la fonction de structure du noyau :

$$F_2^A = a(A, x) A F_2^N = a(A, x) \frac{A}{2} (F_2^p + F_2^n) = a(A, x) \frac{A}{2} F_2^p \left( 1 + \frac{F_2^n}{F_2^p} \right), \quad (\text{A.2})$$

Le facteur  $a(A, x)$  décrit l'effet d'écrantage des nucléons dans le noyau. Ce dernier est paramétrisé par :

$$a(A, x) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^N(x, Q^2)} = \begin{cases} A^{-0.1} & x < 0.0014, \\ A^{0.069 \log x + 0.097} & 0.0014 < x < 0.04, \\ 1 & 0.04 < x. \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Le rapport  $F_2^n/F_2^p$  a été paramétré par l'expérience BCDMS en fonction de  $x$  :

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} = P(x) = 1 - 1.85x + 2.45x^2 - 2.35x^3 + x^4. \quad (\text{A.4})$$

On a donc :

$$F_2^A = a(A, x) \frac{A}{2} F_2^p (1 + P(x)) \quad (\text{A.5})$$

Pour la fonction de structure du proton  $F_2^p$ , nous avons utilisé le paramétrage ALLM97 qui donne une bonne description de  $F_2^p$  pour  $3 \times 10^{-6} < x < 0.85$ ,  $0 \leq Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$ .

$F_2^p$  est donné par :

$$F_2^p(x, Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + m_0^2} (F_2^P(x, Q^2) + F_2^R(x, Q^2)), \quad (\text{A.6})$$

avec

$$\begin{aligned} F_2^P(x, Q^2) &= c_P(t) x_P^{a_P(t)} (1-x)^{b_P(t)} \\ F_2^R(x, Q^2) &= c_R(t) x_R^{a_R(t)} (1-x)^{b_R(t)}, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$t = \ln \left[ \frac{\ln(Q^2 + Q_0^2)/\Lambda^2}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right].$$

TAB. A.1 – Paramètres ALLM97

$c_{P1}$	0.28067	$c_{R1}$	0.80107
$c_{P2}$	0.22291	$c_{R2}$	0.97307
$c_{P3}$	2.1979	$c_{R3}$	3.4942
$a_{P1}$	-0.0808	$a_{R1}$	0.58400
$a_{P2}$	-0.44812	$a_{R2}$	0.37888
$a_{P3}$	1.1709	$a_{R3}$	2.6063
$b_{P1}$	0.36292	$b_{R1}$	0.01147
$b_{P2}$	1.8917	$b_{R2}$	3.7582
$b_{P3}$	1.8439	$b_{R3}$	0.49338
$m_0^2(\text{GeV}^2)$	0.31985	$m_P^2(\text{GeV}^2)$	49.457
$m_R^2(\text{GeV}^2)$	0.15052	$Q_0^2(\text{GeV}^2)$	0.52544
$\Lambda^2(\text{GeV}^2)$	0.06527		

Les fonctions  $c_{R/P}$ ,  $a_{R/P}$ ,  $b_{R/P}$  sont données par :

$$\begin{aligned} f &= f_1 + f_2 t^{f_3}, & \text{pour } f &= c_R, a_R, b_{R/P} \\ g &= g_1 + (g_1 - g_2) \left[ \frac{1}{1+t^{g_3}} - 1 \right], & \text{pour } g &= c_P, a_P \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} x_P &= \frac{Q^2 + m_P^2}{Q^2 + m_P^2 + W^2 - M^2} \\ x_R &= \frac{Q^2 + m_R^2}{Q^2 + m_R^2 + W^2 - M^2} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

$W^2$  est la masse invariante du système hadronique X produit lors de la diffusion.

Les différentes valeurs des paramètres impliqués dans le paramétrage sont donnés dans la table A.1.

Les bornes d'intégration pour la section efficace sont :

$$y_{min} = \frac{((M+m_\pi)^2 - M^2)}{2ME} \leq y \leq y_{max} = 1 - \frac{m_\tau}{E}, \quad (\text{A.10})$$

$$Q_{min}^2 \simeq \frac{m_\tau^2 y^2}{1-y} \leq Q^2 \leq Q_{max}^2 = 2MEy.$$









---

## Résumé

L'observatoire Pierre Auger est une expérience de détection du rayonnement cosmique aux plus hautes énergies jamais mesurées. Ce dernier possède deux sous-ensembles de détection différents et complémentaires qui lui confèrent des capacités sans précédents pour l'étude du rayonnement cosmique. Le détecteur est également sensible aux neutrinos de ultra haute énergie, et ce bien qu'il n'ait pas été conçu dans ce but.

Au cours de cette thèse, un programme de simulation a été développé afin d'étudier la propagation et l'interaction des neutrinos taus dans la croûte terrestre, travail nécessaire à l'étude du premier des deux canaux de détection possible, mettant en jeu des neutrinos de type tau traversant la terre sur une faible épaisseur, et venant interagir dans la roche à proximité du détecteur. En plus de fournir la probabilité de conversion neutrino-tau, nécessaire pour le calcul de l'acceptance du détecteur, celui-ci a également permis d'étudier en détail des processus liés à la propagation des particules dans la roche, permettant de mieux comprendre leur impact sur les résultats de l'analyse. La seconde partie du travail concerne les neutrinos interagissant directement dans l'atmosphère, à la manière des rayons cosmiques classiques. Pour ce deuxième canal de détection, un critère de sélection a été développé à partir de la comparaison de simulation de gerbes atmosphériques, induites par des neutrinos de ultra haute énergie, avec les données brutes du détecteur.

L'étude des neutrinos à l'observatoire Pierre Auger a permis d'obtenir deux limites sur le flux diffus de neutrinos de ultra haute énergie, parmi les plus contraignantes à des énergies de l'ordre de l'EeV.

**Mots-clés :** Auger - Astroparticules - Neutrinos - Rayons cosmiques - Gerbes atmosphériques - Interactions du neutrino

---

## Abstract

The Pierre Auger observatory is an experiment dedicated to the detection of ultra high energy cosmic rays. This detector is composed of two different sub-detectors which complement each other to offer the greatest potential for the study of ultra high energy cosmic rays ever achieved.. The observatory is also sensitive to ultra high energy neutrinos, though it was not designed in that goal.

During this thesis, a simulation software has been developed to study the propagation and interaction of tau neutrinos in the Earth crust, a work needed in the study of the first detection channel, in which tau neutrinos graze the Earth just below the horizon and interact inside the Earth crust, just below the detector. In addition to the conversion probability needed to compute the detector acceptance to such neutrinos, the program allowed the study of some specific features linked to the propagation of the particles inside the rock, giving a better understanding of their impact on the overall result.

The second part of the work deals with neutrinos interacting directly inside the atmosphere, like classic cosmic rays do. For this second channel, a selection criterion has been developed through the comparison of simulated ultra high energy neutrino showers with respect to the reaw data collected by the detector. The study of neutrinos inside the Pierre Auger collaboration allowed to derive two limits to the diffuse flux of ultra high energy neutrinos at energies around 1 EeV.

**Keywords:** Auger - Astroparticles - Neutrinos - Cosmic rays - Air showers - Neutrino interactions

---